

Radioastronomische Untersuchungen zweier interstellarer Molekülwolken

Wolfgang Batrla

1980 # 301

Digitized by the Internet Archive
in 2026

Radioastronomische Untersuchungen zweier interstellarer Molekülwolken

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Wolfgang Batrla
aus München



Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaft-
lichen Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 22. Juli 1980

Vorsitzender der Promotionskommission:

Prof. Dr. H. Wegener

Erstberichterstatter: Prof. Dr. J. Rahe

Zweitberichterstatter: Prof. Dr. P.G. Mezger



Meinen Eltern Ilse und Erhard Batrla gewidmet

Ich danke Herrn Prof. Dr. J. Rahe für sein stets förderndes Interesse an dieser Arbeit und die Hilfe bei den Beobachtungen.

Mein besonderer Dank gebührt Herrn Dr. T.L. Wilson vom Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn. Durch seine Hilfe bei den Beobachtungen und die vielen anregenden Diskussionen über alle Aspekte der Arbeit ließ er mich an seiner großen Erfahrung teilhaben. Ich konnte durch ihn sehr viel lernen.

Zu Dank verpflichtet bin ich den Herren C. Henkel, Dr. T. Pauls, Dr. W.A. Sherwood, Dr. C. Thum und Dr. C.M. Walmsley für ihre Mitarbeit bei den Messungen und viele wertvolle Hinweise.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
<u>1. Einleitung</u>	1
<u>2. Beobachtungen</u>	9
2.1. HI-Messungen	9
2.1.1. Empfänger- und Antennen Charakteristik	9
2.1.2. Datenbeschreibung	11
2.2. H ₂ CO-Messungen	12
2.2.1. Antennen- und Empfängerparameter	17
2.2.2. Datenbeschreibung	18
<u>3. Datenreduktion</u>	21
3.1. HI-Spektren	21
3.1.1. HI-Selbstabsorption	22
3.1.2. Das Planparallele Modell	23
3.1.3. Das Hintergrundprofil	26
3.1.4. Datenreduktionsprozedur	29
3.2. H ₂ CO-Absorptionsspektren	30
3.2.1. Fit der H ₂ CO-Linie	32
3.2.2. Modellrechnungen für H ₂ CO-Wolken	35
3.3. Bestimmung der visuellen Extinktion	39
3.3.1. Hilfsmittel und Zählverfahren	40
3.3.2. Reduktion der Zählungen der Blauplatte	42
3.3.3. Sternzählungen auf der roten Kopie und Umwandlung von A_b und A_r in A_v	44
3.3.4. Anmerkungen	49

	Seite
<u>4. Diskussion der Ergebnisse</u>	53
4.1. HI und Staub in Kutners Wolke	53
4.1.1. Vergleich mit früheren Messungen	53
4.1.2. Der Zwischenwolkenbereich	55
4.1.3. Kutners Wolke	57
4.1.4. Stabilität von Kutners Wolke	63
4.1.5. Kondensationen in Kutners Wolke	65
4.2. H_2CO in TMC2 und L183	67
4.2.1. TMC2	68
4.2.2. L183	70
<u>5. Zusammenfassung</u>	73
<u>6. Anhang</u>	76
<u>7. Literatur</u>	96

1. EINLEITUNG

Die Betrachtung der Milchstraße mit bloßem Auge oder kleinen Fernrohren offenbart bereits, daß die Verteilung der Sterne in der galaktischen Ebene nicht homogen ist. Erste Aufnahmen mit kurzbrennweitigen Kameras durch E.E. Barnard, Ende des 19. Jahrhunderts, zeigten eine Vielzahl von sternfreien Gebieten unterschiedlicher Größe. Diese sogenannten Dunkelwolken sind stark zur galaktischen Ebene hin konzentriert. Sehr schnell festigte sich die Ansicht, daß Staubkonzentrationen, die das Licht der dahinterstehenden Sterne absorbieren und streuen, die Ursachen dieser Erscheinungen sind. Bok und Cordwell (1973) klassifizieren die Dunkelwolken in drei Gruppen:

- Kleine Kondensationen mit einem Durchmesser von 0.01 bis 0.1 pc ($1 \text{ pc} = 3.0857 \times 10^{18} \text{ cm}$), die sich gegen den hellen Hintergrund von Emissionsnebeln, wie dem Rosetten- oder Orionnebel abheben.
- Isolierte Globulen, die in sehr reichen Sternfeldern liegen. Viele dieser Objekte, deren Durchmesser zwischen etwa 2 und 20' liegt, wurden von Barnard (1927) katalogisiert.
- Große, sehr ausgedehnte Staubwolken, wie der ρ -Ophiuchus- oder der Taurusnebel, die sich über mehrere Grad erstrecken.

Einen umfassenden Katalog von Dunkelwolken mit Dekli-

nationen größer als -33° stellte Lynds (1962) aus den Aufnahmen der Palomar Observatory Sky Survey (POSS) zusammen.

Das Interesse an diesen Objekten wuchs, als man in ihrer unmittelbaren Umgebung Anzeichen für Sternentstehung wie HII-Regionen, O-Assoziationen, Reflexionsnebel und T-Tauristerne fand. Ende der 60iger Jahre, als es gelungen war, in Dunkelwolken mit radioastronomischen Messungen Moleküle wie OH, CO, H_2CO und NH_3 nachzuweisen, wandte sich ihnen die Aufmerksamkeit der Astronomen verstärkt zu. Neuere Beobachtungen führten zur Entdeckung ungewöhnlich langer Kettenmoleküle, HC_3N und HC_5N in TMC1 und TMC2 (TMC = Taurus Molecular Cloud), zweier Kondensationen des Taurus-Dunkelwolkenkomplexes (siehe z.B. Walmsley et al. 1980, Churchwell et al. 1978, Little et al. 1978). In TMC1 konnte sogar HC_7N (Kroto et al. 1978) und HC_9N (Broten et al. 1978) nachgewiesen werden.

Durch diese Eigenschaften sind Dunkelwolken ideal geeignet, Sternentstehungsprozesse und die Vorgänge, die zur Bildung komplexer Moleküle im interstellaren Raum führen, zu studieren. Moleküllinienspektroskopie im Radiobereich liefert unter gewissen Annahmen Aussagen über den physikalischen Zustand der Wolken. Mittels Untersuchungen einer Wolke in verschiedenen Molekülen oder Isotopen eines Moleküls und mehreren Übergängen ein und desselben Moleküls bestimmt man dessen Säulendichte, die Temperatur, die Kinematik

und die Isotopenverhältnisse der Wolke. Sind die Entfernung und die Ausdehnung bekannt, kann man ein genaues Modell entwerfen und gegebenenfalls Vorhersagen über die Entwicklung der Wolke machen. Die oben erwähnten einschränkenden Annahmen sind: (1) Keine Struktur in der Wolke mit Skalenlängen kleiner als die Keulenbreite des Teleskopes, mit dem man beobachtet, (2) die Stoßquerschnitte für die Anregung der Moleküle sind bekannt, (3) sphärisch symmetrische Geometrie der Molekülwolke.

Ein wichtiger Parameter, die Häufigkeit des molekularen Wasserstoffs, aus dem diese Wolken vorwiegend bestehen (Hollenbach et al. 1971), entzieht sich direkter Beobachtung. Das Molekül besitzt nur Übergänge im ultravioletten und infraroten Spektralbereich. Um die Übergänge im Infraroten anzuregen, ist die Temperatur der Dunkelwolken zu gering; im Ultravioletten sind die Staubwolken extrem undurchlässig. Dieses Hindernis kann überwunden werden durch die Bestimmung der visuellen Extinktion A_v und die Extrapolation eines im diffusen interstellaren Medium gefundenen Verhältnisses $N(H_2+HI) / E(B-V)$ (Bohlin et al. 1978). Der Farbezcess $E(B-V)$ ist ein Maß für die Verfärbung, die hinter der Dunkelwolke stehende Sterne durch diese erfahren.

Die vorliegende Arbeit soll einen Beitrag zur Erforschung zweier interstellarer Dunkelwolken leisten. "Kutners Wolke" ist ein ausgedehntes Aggregat von

Dunkelwolken des Tauruskomplexes, dessen Zentrum bei $l^{\text{II}} = 174^{\circ}0$, $b^{\text{II}} = -15^{\circ}7$ liegt. Die Bezeichnung "Kutners Wolke" wurde hier gewählt, weil sie zuerst von Kutner (1973) in der 6cm-Linie des Formaldehyds beobachtet wurde. Abbildung 1 zeigt ein Bild der Wolke, die aus L1524, L1529, L1531, L1533 und L1535 (Lynds 1962) besteht und das Molekülzentrum TMC2 ($\alpha(1950) = 4^{\text{h}}29^{\text{m}}43^{\text{s}}.3$, $\delta(1950) = 24^{\circ}18'54''$) enthält. Die Wolke ist eine von drei schlauchförmigen Kondensationen, die sich, im gegenseitigen Abstand von 2° , nahezu parallel zur galaktischen Ebene über mehr als 4° hinziehen.

Die Entfernung des Tauruskomplexes wurde mehrfach bestimmt. (1) Von Greenstein (1937) und McCuskey (1938) durch Sternzählungen nach dem Wolfschen Verfahren; (2) durch Gottlieb und Upson (1969) aus der Verfärbung von Feldsternen in Abhängigkeit von der Entfernung und (3) durch Racine (1968), der die Entfernung von Sternen bestimmte, die mit der Wolke assoziiert sind. Eine vierte Entfernungsbestimmung - die wohl genaueste, die auch in der vorliegenden Arbeit benutzt wird - wurde von Elias (1978) durch Mehrfarbenphotometrie von Sternen, die hinter der Dunkelwolke stehen, gewonnen. Elias gibt den Wert 135 pc für die Entfernung des Tauruskomplexes an (siehe auch Diskussion in Sherwood und Wilson 1980). Kutners Wolke liegt, legt man diesen Wert zugrunde, 38 pc unterhalb der galaktischen Ebene. In der Wolke sind zahlreiche Indikatoren für kürzlich beendete oder noch ablaufende

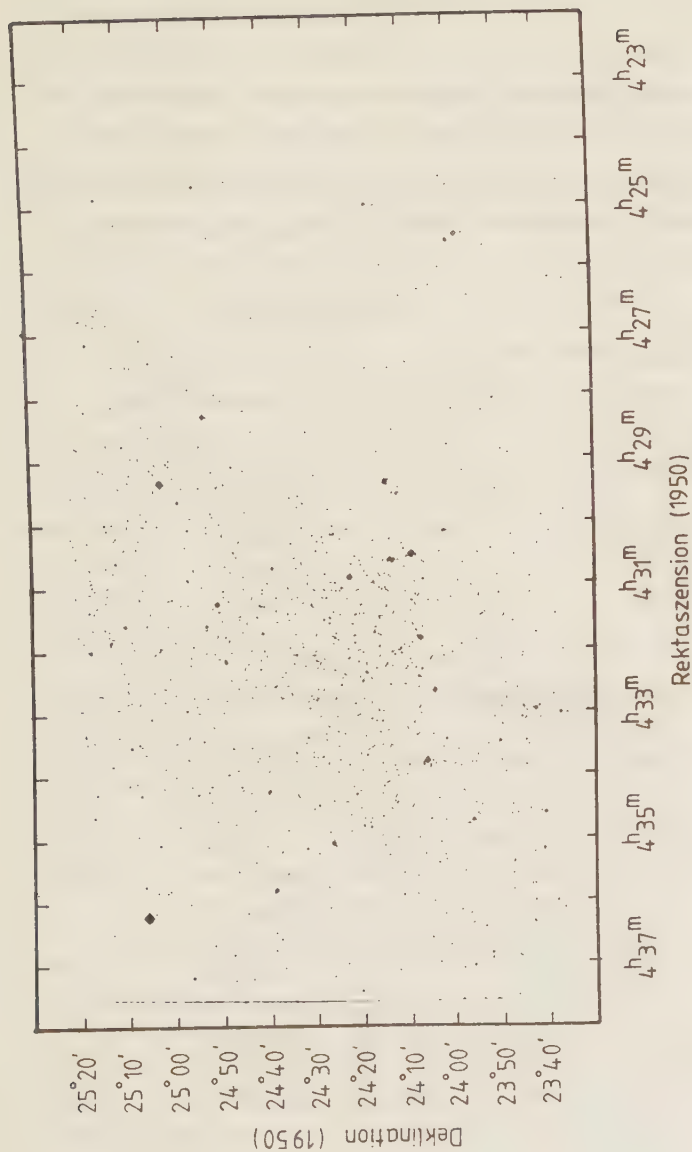


Abb. 1: Kutners Wolke. Kopie des roten Blattes der Palomar Observatory Sky Survey (POSS). Copyright National Geographic Society

Sternentstehung zu finden. Das Feld in Abb. 1 enthält 4 Reflexionsnebel (Bernes 1977) und 10 T-Tauristerne (Herbig und Rao 1972), deren Positionen in Tabelle 1 zusammengefaßt sind. Auffallend ist das Fehlen heißer O- und B-Sterne in Kutners Wolke, da diese Objekte typisch für andere Gebiete sind (Orion- und ρ -Ophiuchus Wolke), in denen man Sternentstehung vermutet (Elias 1978).

Tabelle 1:

a) Reflexionsnebel in Kutner Wolke (Bernes 1977)

Bernes-Nr.	α (1950)	δ (1950)
B 78	$4^{\text{h}}29^{\text{m}}3$	$24^{\circ}16'$
B 80	4 29.5	24 14
B 81	4 30.6	24 14
B 82	4 32.6	24 04

b) T-Tauristerne in Kutners Wolke (Herbig und Rao 1972)

HRC-Nr.	Name	α (1950)	δ (1950)
44	FX Tau	$4^{\text{h}}27^{\text{m}}28^{\text{s}}$	$24^{\circ}20'18''$
46	ZZ TAU	4 27 49	24 35 57
47	Lk H 331	4 28 22	24 04 30
48	HK TAU	4 28 49	24 17 37
55	GH Tau	4 30 05	24 03 18
56	GI TAU	4 30 32	24 15 03
57	GK TAU	4 30 33	24 14 52
58	DL TAU	4 30 36	24 14 24
63	AA TAU	4 31 53	24 22 44
65	DN Tau	4 32 26	24 08 53

Die zweite Dunkelwolke ist L183 (Lynds 1962), die in der Literatur oft mit L134N bezeichnet wird (Abb.2) und bei $l^{\text{II}} = 6^{\circ}0$, $b^{\text{II}} = 36^{\circ}8$ liegt. In der Abbildung 2 ist eine kompakte, sphärische Kondensation mit einem Durchmesser von $17'$ zu erkennen. Dieses Objekt zeigt keine Anzeichen neu entstehender Sterne, doch fand man auch hier eine Vielzahl verschiedener Moleküle wie NH_3 , DCO^+ , HCN und OH (siehe die Zusammenstellung von Beobachtungen durch Wootten et al. (1978) und Caldwell (1979)). In der Entfernung von 150 pc (Caldwell 1979) liegt die Wolke 110 pc über der galaktischen Ebene. Gerade die unterschiedlichen Erscheinungsformen von Kutners Wolke und L183 lassen beide Wolken für eine vergleichende Studie geeignet erscheinen.

Für die vorliegende Arbeit wurde Kutners Wolke in der 21cm-Linie des neutralen Wasserstoffs mit hoher räumlicher Auflösung kartographiert (Halbwertsbreite (HWB) der Keule $9:1$, Abstand der Meßpunkte $10'$, in einem kleinen Bereich um TMC2 $5'$). Die HI-Beobachtungen liefern eine Aussage über die Dichte der Wolke und, wenn die H_2 -Säulendichte bekannt ist, Angaben über das Alter der Wolke. Mit gleicher Auflösung wurde die visuelle Extinktion A_v aus Sternzählungen auf dem roten und blauen Blatt der POSS ermittelt. Beide Karten umfassen ein Feld von etwa 4.5 Quadratgrad. Daneben wurde von TMC2 an 31 Positionen mit einem gegenseitigen Abstand von $1:5$ eine Karte der 6cm-Linie des Formaldehyds (H_2CO) erstellt. Diese Beobachtungen

ergänzen ähnliche, die von Wilson und Minn (1977) und Sherwood und Wilson (1979) für die benachbarte Wolke "Heiles 2" ($l^{\text{II}} = 174.1$, $b^{\text{II}} = -13.7$) durchgeführt wurden. Heiles 2 enthält das Molekülzentrum TMC1 ($\alpha(1950) = 4^{\text{h}}38^{\text{m}}38^{\text{s}}$, $\delta(1950) = 25^{\circ}36'00''$). Teilweise überlappen sich die Messungen beider Regionen, so daß mit der Ergänzung gleichartige Messungen vorliegen, die einen direkten Vergleich ermöglichen. L183 wurde an 9 Positionen in der 6cm- H_2CO -Linie beobachtet.

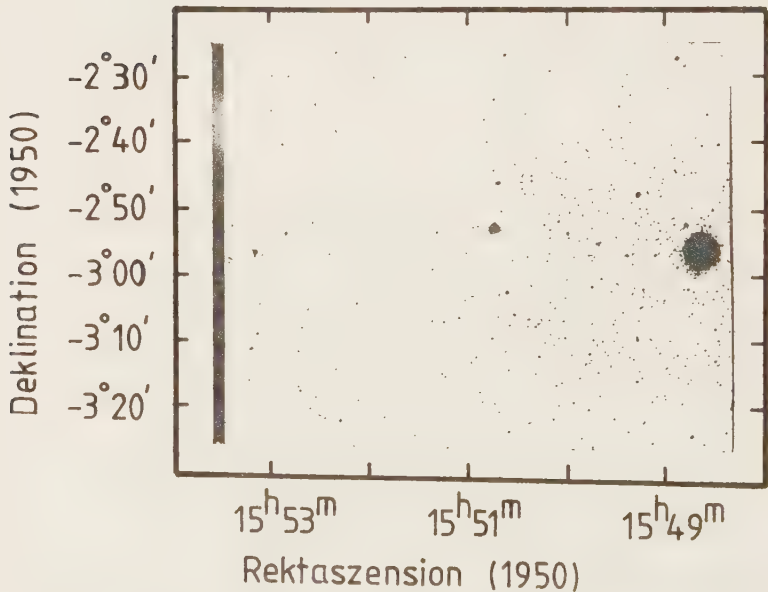


Abb. 2: L183. Kopie des roten Blattes der POSS.

2. BEOBACHTUNGEN

In diesem Kapitel werden die Radiobeobachtungen der 21cm-Wasserstofflinie und der 6.2cm-Linie des Formaldehyds beschrieben. Die Messungen wurden alle mit dem 100m-Teleskop des Max-Planck-Instituts für Radioastronomie in Effelsberg durchgeführt.

2.1. HI-Messungen

In der Zeit vom 29. März bis 04. April 1978 wurde Kutners Wolke in der 21cm-Linie des neutralen Wasserstoffs kartographiert. Die Linie entsteht durch den Übergang zwischen den $F = 0$ - und $F = 1$ -Niveaus (Spin Flip) des durch Hyperfeinwechselwirkung aufgespaltenen Grundzustand ($1^2S_{1/2}$) des Atoms. Abbildung 3 zeigt das Termschema. Die Frequenz der emittierten Strahlung ist 1420.406 MHz.

2.1.1. Empfänger- und Antennencharakteristik

Der Empfänger bestand aus einem ungekühlten parametrischen 2-Kanal-Verstärker mit 80 K Systemtemperatur und einem nachgeschalteten Autokorrelationsspektrometer, dessen 384 Kanäle in zwei Teilempfänger von je 192 Kanälen aufgespalten waren. Die Bandbreite eines

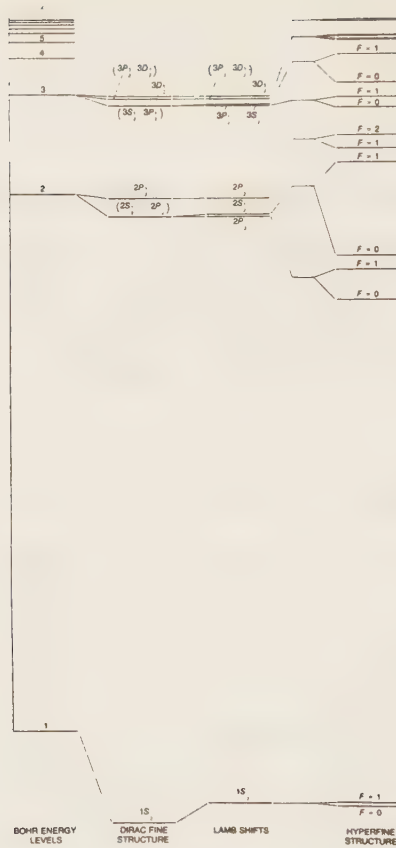


Abb. 3: Termschema des neutralen Wasserstoffatoms.

Die 21cm-Wasserstofflinie entsteht beim Übergang vom $F = 1$ - zum $F = 0$ -Niveau des $1S_{1/2}$ -Grundzustandes. Aus Hänsch et al. (1979).

Empfängerteiles betrug 312.5 kHz, d.h. 1.63 kHz pro Kanal. Dies entspricht, bei der gewählten Empfängeranordnung, einer Frequenzauflösung von 1.95 kHz, bei 1420 MHz einer Geschwindigkeitsauflösung von 0.41 km s^{-1}

pro Kanal. Die Linien wurden in der Betriebsart "frequency switching" aufgenommen, d.h. der Empfänger mißt die Intensität im Signalband relativ zu einem Referenzband ohne Signal, dessen Frequenz 1 MHz über der Signalfrequenz liegt. Durch diese Anordnung werden Schwankungen des Empfängergewinns ausgeglichen.

Keulenbreite und Intensitätseichung wurden durch Kontinuumschans der zwei Standardleuchtquellen 3C147 und 3C161 bestimmt, deren Flußdichtewerte (3C147: $S = 22.4 \text{ Jy}$, 3C161: $S = 19.0 \text{ Jy}$ ($1 \text{ Jy} = 1 \times 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$)) aus Baars et al. (1977) entnommen wurden. Zu Beginn einer Beobachtungsnacht wurden die Eichquellen gemessen; die Werte aller Nächte wurden gemittelt. Sie lieferten eine Halbwertsbreite (HWB) der 21cm-Keule von 9:1 und die Antenneneffektivität $\eta_b = T_b/T_a = 0.68$. T_b ist die Strahlungstemperatur und T_a die Antennentemperatur. Am Ort von Kutner Wolke ergibt diese Keulenbreite eine räumliche Auflösung von 0.36 pc.

2.1.2. Datenbeschreibung

In Kutners Wolke wurden in einem Feld von $4^{\text{h}}23^{\text{m}}$ bis $4^{\text{h}}37^{\text{m}}$ und $23^{\circ}40'$ bis $25^{\circ}20'$ 242 HI-Spektren in einem Gitter von 10' gemessen. Abbildung 4 zeigt eine Karte der Spektren. Im zentralen Bereich, zwischen $4^{\text{h}}29^{\text{m}}$ und $4^{\text{h}}31^{\text{m}}$ und von $23^{\circ}45'$ bis $24^{\circ}55'$, wurde in einem Abstand von 5' in Rektaszension und 5' in Deklination gemessen. Diese Spektren fehlen in Abbildung 4. Östlich von $4^{\text{h}}29^{\text{m}}$ und nördlich von 24° liegen die

Spektren in einer Region, die von Wilson und Minn (1977) bereits kartographiert wurde. Allerdings waren bei dieser Karte die gegenseitigen Abstände der Spektren größer als hier.

Die Integrationszeit eines Spektrums betrug 5 Minuten, das mittlere quadratische Rauschen nach dieser Zeit etwa 0.3 K. Neben den 242 Spektren wurden an 5 ausgewählten Positionen solche mit 30 Min Integrationszeit gemessen. Dabei wurde die Bandbreite der zwei Kanäle des Empfängers unterschiedlich gewählt, im Kanal A 312.5 kHz, im Kanal B in vier Fällen 78.125 kHz und in einem Fall 156.5 kHz. Dies liefert eine um den Faktor 2 bzw. 4 bessere Geschwindigkeitsauflösung; die längere Integrationszeit führt zu einem besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Die Auswahl der Messungen berücksichtigt vorangegangene Messungen (siehe Anmerkung in Tabelle 2), um einen Vergleich mit diesen zu ermöglichen, und versucht, den Bereich zwischen Heiles 2 und Kutners Wolke besser zu erfassen. Abbildung 5 zeigt diese Spektren, in Tabelle 2 sind deren Daten aufgelistet.

2.2. H₂CO-Messungen

Die Beobachtungen der 6cm-Linie des Formaldehyds wurden am 14. und 15. Mai 1978 durchgeführt. Die Linie resultiert aus dem K-Doublett-Übergang zwischen den 1_{10} - und 1_{11} -Niveaus im Vibrationsgrundzustand des Ortho-

Tabelle 2: Daten der HI-Spektren mit 30 Min Integrationszeit. Die Spalte "Bemerkungen" gibt den Grund für die Auswahl dieser Positionen an.

Scan-Nr.	Koordinaten (1950.0)		Bandbreite (kHz)		Bemerkung
	α	δ	Empf. A	Empf. B	
659	4 ^h 38 ^m 29 ^s	25 ^o 14'58"	312.50	78.125	Knapps (1974) Position in Heiles 2
660	4 37 01	26 17 58	312.50	78.125	Engste Selbstabsorptionslinie in Heiles 2 (Wilson und Minn 1977)
661	4 34 39	25 09 58	312.50	78.125	Position zwischen Heiles 2 und Kutners Wolke
663	4 31 43	24 39 58	312.50	156.25	östlicher Rand von Kutners Wolke
668	4 29 42	24 18 52	312.50	78.125	Ho (1977), NH ₃ -Position in TMC2

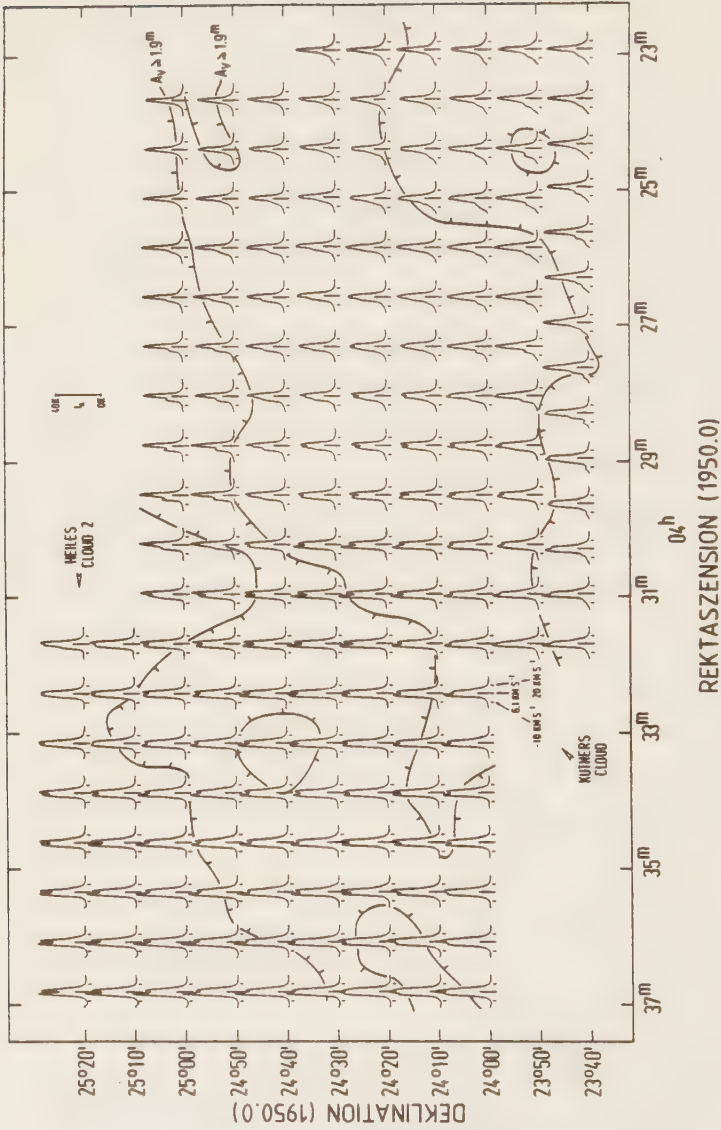


Abb. 4: HI-Spektren von Kutners Wolke gegen Rektaszension und Deklination aufgetragen. In die Karte eingezeichnet wurde die Kontur der visuellen Extinktion $A_V = 1.9$ mag.

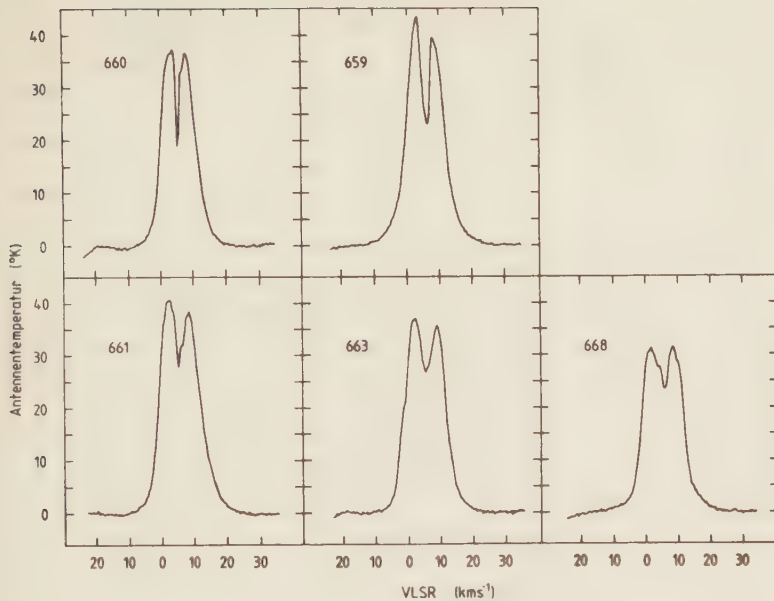


Abb. 5: HI-Spektren von ausgewählten Positionen
in Heiles 2 und Kutners Wolke (siehe Tab.2)

formaldehyds. Das K-Doublett ist durch die Asymmetrie des Moleküls aufgespalten. Abbildung 6 zeigt die Struktur des Moleküls und das Termschema. Die Frequenz des Linienzentrums liegt bei 4829659.96 ± 0.05 kHz (Tucker et al. 1971). Bei Orthoformaldehyd ist sowohl das 1_{10} - als auch das 1_{11} -Niveau gegen Hyperfeinwechselwirkung dreifach entartet. Daraus ergibt sich eine Aufspaltung der 6cm-Linie in sechs Hyperfeinkomponenten, deren Frequenzen und relative Intensitäten aus Abbildung 7 ersichtlich sind. Bei den hier angestellten Beobachtungen erscheinen fünf der Linien in einem

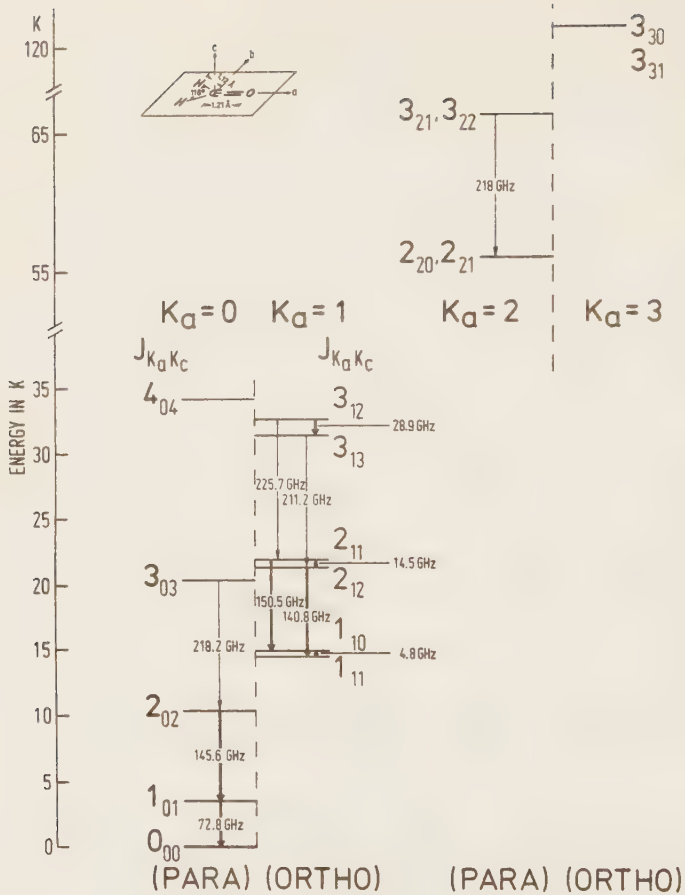
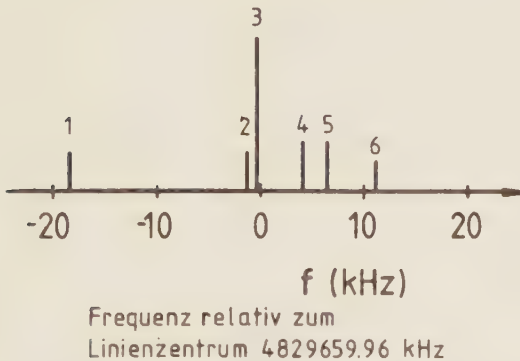


Abb. 6: Struktur des Formaldehydmoleküls und dessen Termschema. Die 6cm-Linie entsteht durch den Übergang zwischen dem 1_{10} - und 1_{11} -Niveau des Orthoformaldehyd.

Blend, nur der 1-0-Übergang ist zu größeren Geschwindigkeiten hin etwas davon abgesetzt.



Nr.	Übg.	rel. Freq. (kHz)	rel. Int.
1	1 $\rightarrow$ 0	-18.53	4
2	0 $\rightarrow$ 1	- 1.34	4
3	2 $\rightarrow$ 2	- 0.35	15
4	2 $\rightarrow$ 1	4.05	5
5	1 $\rightarrow$ 2	6.48	5
6	1 $\rightarrow$ 1	11.08	3

Abb. 7: Frequenzen und relative Intensitäten der Hyperfeinstrukturaufspaltung der 6cm-H₂CO Linie (nach Tucker et al. 1971).

2.2.1. Antennen- und Empfängerparameter

Der Empfänger war ein einkanaliger, gekühlter parametrischer Verstärker mit einem 384-Kanal-Autokorrelator. Die Systemtemperatur betrug 40 K bei Beobachtung des Himmels ohne Signal. Der Empfänger wurde

so betrieben, daß die Linie sowohl im Signal als auch im Referenzband gemessen wurde; der Autokorrelator war in zwei 192-Kanal-Empfänger geteilt. Diese Anordnung liefert bei einer Bandbreite von 625 kHz ein Frequenzintervall von 3.26 kHz pro Kanal, was bei der Linienfrequenz der Geschwindigkeitsauflösung von 0.24 kms^{-1} entspricht. Die Betriebsart war "frequency switching", das Referenzband lag 260 kHz unterhalb des Signalbandes.

Pointingkorrekturen und Intensitätseichung wurden durch Kontinuumsfans in Azimut und Elevation an den drei Eichquellen NGC 7027 ($S_{4800} = 5.7 \text{ Jy}$), 3C147 ($S_{4800} = 7.98 \text{ Jy}$) und 3C161 ($S_{4800} = 6.62 \text{ Jy}$) ermittelt; die Flußdichten wurden aus Baars et al. (1977) entnommen. Der Mittelwert aus allen Fans lieferte eine Halbwertsbreite der Keule von 2.9 und die Antenneneffektivität $\eta_b = 0.65$.

2.2.2. Datenbeschreibung

Auf L183 wurden 9 Spektren gemessen. Sie bilden ein Kreuz in Rektaszension und Deklination über dem Zentrum der Molekülwolke. Der Abstand der Fans war eine halbe Keulenbreite (1.5). Abbildung 8 zeigt eine Karte der H_2CO -Spektren. Die Spektren wurden 15 Min integriert. Viele Positionen wurden mehrfach gemessen und durch Addition der Einzelspektren eine längere Integrationszeit erzielt. Für den zentralen Scan war sie 285 Min. Das mittlere quadratische Rauschen lag

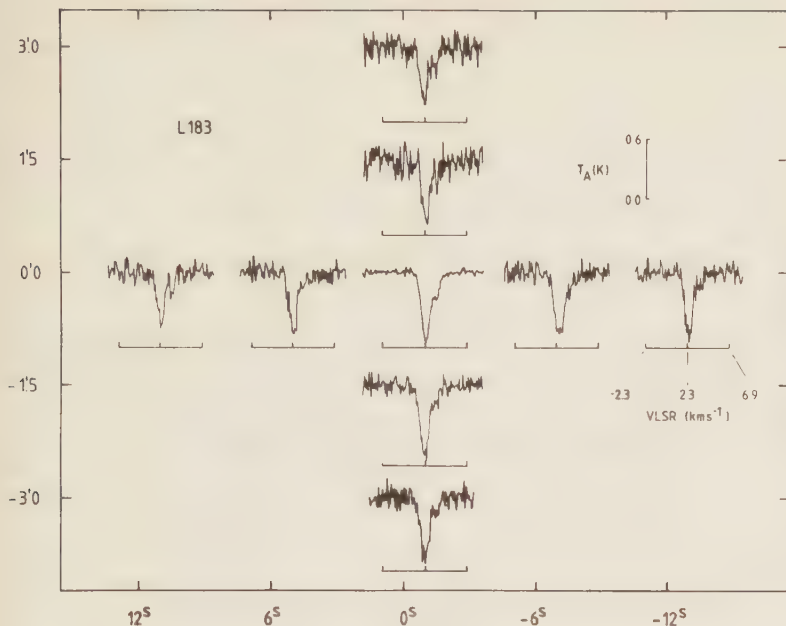


Abb. 8: H_2CO -Spektren auf L183. Die Skalen geben die Position der Scans relativ zum Zentrum der Wolke $\alpha = 15^{\text{h}}51^{\text{m}}29^{\text{s}}$, $\delta = -2^{\circ}43'30''$ an.

bei etwa 0.1 K.

31 Spektren wurden auf TMC2 gemessen. Sie bilden ein Gitter mit 1!5 Abstand der Scans in Rektaszension und Deklination. Die kürzeste Integrationszeit war 15 Min. für Spektren am Rande der Wolke. Auf der Zentralposition wurde 240 Min integriert. Eine Karte der Spektren zeigt Abbildung 9.

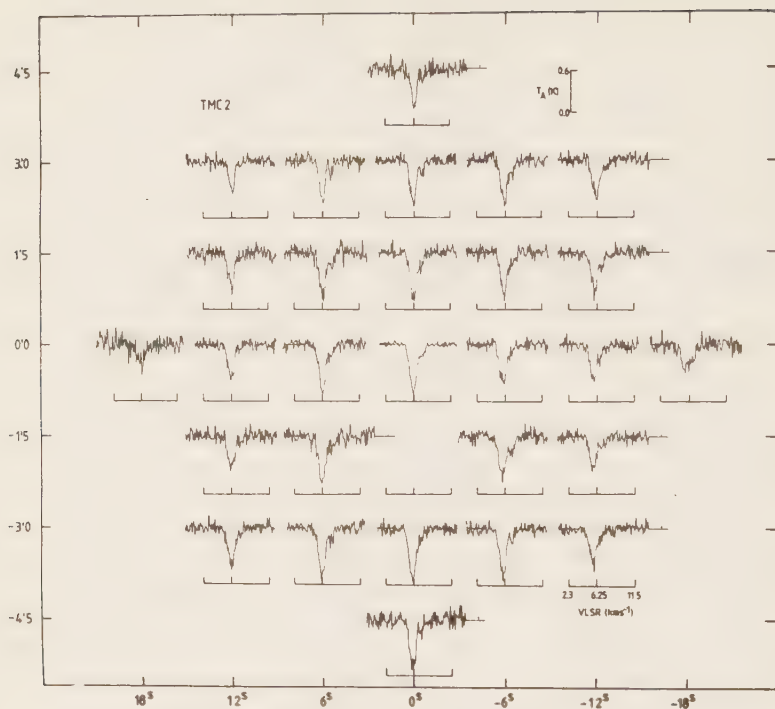


Abb 9: H_2CO -Spektren in TMC2. Die Skalen geben die Position der Scans relativ zum Zentrum der Wolke $\alpha = 4^{\text{h}}29^{\text{m}}43.^{\text{s}}.3$, $\delta = 24^{\circ}18'54''$ an. Wegen technischer Schwierigkeiten fehlt das Spektrum 23 (siehe Tab. A21).

3. DATENREDUKTION

In diesem Kapitel wird die Reduktion der Radio-beobachtungen beschrieben. Die theoretischen Grundlagen sowie die bei der Auswertung auftretenden Schwierigkeiten sollen dargelegt werden. Weiter wird die Bestimmung der visuellen Extinktion durch Sternzählungen auf Kopien der POSS-Platten erläutert.

3.1. HI-Spektren

Betrachtet man die HI-Spektren in Abbildung 4, fällt unmittelbar der große Unterschied zwischen den Spektren im östlichen und westlichen Bereich der Karte auf. Das relativ einfachste Profil ist im nordwestlichsten Punkt zu finden. Es zeigt eine Emissionskomponente bei der Geschwindigkeit 6 kms^{-1} , die jedoch eine leichte Asymmetrie zu niedrigeren Geschwindigkeiten aufweist. Nach Osten fortschreitend, verstärkt sich diese Symmetrie, und man erkennt eine zweite Emissionskomponente bei etwa 0 kms^{-1} , die immer stärker in Erscheinung tritt und schließlich die Höhe der ersten Komponente erreicht. Daneben wird, von Südwest nach Nordost anwachsend, eine schmale Einsenkung zentral in den Emissionsprofilen erkennbar. Es wird angenommen, daß diese Einsenkung durch HI-Selbstabsorption

in der Dunkelwolke entsteht. Trotz dieser Einsenkung ist ein deutliches Anwachsen der HI-Emission nach Osten hin erkennbar.

3.1.1. HI-Selbstabsorption

Mit HI-Selbstabsorption bezeichnet man die Erscheinung, daß zwischen dem Beobachter und einer warmen Wolke mit HI-Emission eine kalte Wolke liegt, deren Atome die Strahlung der heißen, ausgedehnten Hintergrundquelle absorbieren. Wenn die kalte Wolke ausreichend dicht ist, entsteht in dem Hintergrundprofil eine Absorptionslinie, die, wenn man nur thermische Verbreiterung in Betracht zieht, wesentlich enger sein muß als die Emissionslinie der Hintergrundquelle. Heeschen (1954) fand erstmals eine derartige Absorptionslinie in Richtung zum galaktischen Zentrum.

In früheren Arbeiten über HI-Selbstabsorption (Knapp 1974, Wilson und Minn 1977, McCutcheon 1978) wurden die folgenden drei Kriterien zur Beurteilung der Einsenkung angewandt, bei deren Zutreffen man Selbstabsorption annahm: (1) Die Linien sollten sehr eng sein. Betrachtet man nur thermische Linienverbreiterung und setzt begründete Werte für die kinetische Temperatur der Dunkelwolken ein (einige 10 K), ergeben sich Halbwertsbreiten der Absorptionslinie von 1 bis 2 km s^{-1} . (2) Die Relativgeschwindigkeiten, bei denen diese Absorptionslinien auftreten, sollten die gleichen sein wie die für andere in der Wolke gefundene Mole-

küle. (3) Außerhalb der Dunkelwolke sollten die Selbstabsorptionslinien nicht zu sehen sein. Abbildung 4 zeigt, daß die erste Forderung sehr gut erfüllt ist. Da die Relativgeschwindigkeiten der Einsenkungen sehr gut mit denen der H_2CO -Linien von Kutner (1973) übereinstimmen, wird auch die zweite Forderung erfüllt. Das dritte Kriterium trifft jedoch in Kutners Wolke nicht uneingeschränkt zu, denn in Abbildung 4 erkennt man bei $\alpha = 4^{\text{h}}32^{\text{m}}$, $\delta = 24^{\circ}40'$ sehr ausgeprägte Selbstabsorption, obwohl die visuelle Extinktion $A_V \approx 1.9$ mag ist und bei $\alpha = 4^{\text{h}}23^{\text{m}}$, $\delta = 24^{\circ}30'$ nur eine äußerst schwache Selbstabsorption, trotz $A_V \approx 4$ mag. Ist das Profil der Hintergrundemission bekannt oder rekonstruierbar, lassen sich daraus und aus dem Spektrum mit Absorption unter einfachen Annahmen Aussagen über das kalte HI der Dunkelwolken gewinnen.

3.1.2. Das Planparallele Modell

Grundlage des Modells ist die Annahme, daß die kalte HI-Wolke eine ebene Schicht konstanter Dicke bildet, wie in Abbildung 10 dargestellt. Da in interstellaren Dunkelwolken mit einer Dichte $n(\text{HI}+\text{H}_2) \approx 1 \text{ cm}^{-3}$ lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE) für HI angenommen werden kann (Spitzer 1978), gilt für das HI-Spektrum (Wilson und Minn 1977):

$$T_L = f \left(T_k - (T_{\text{HG}} + 2.7 + T_{\text{exp}}) \right) \times (1 - \exp(-\tau)) \quad (3.1)$$

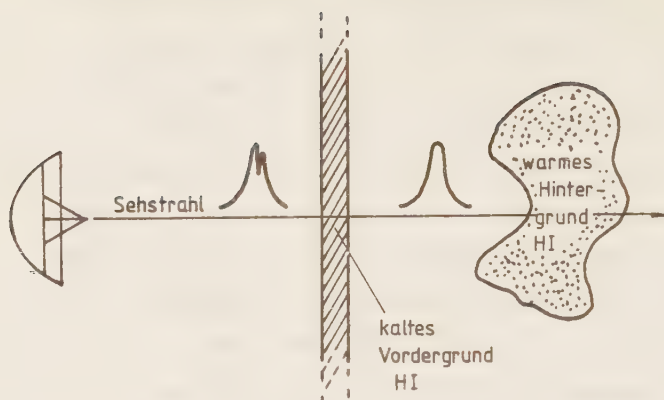


Abb. 10: Schematische Darstellung des Planparallelen Modells der HI-Selbstabsorption

Dabei ist T_L die maximale Einsenkung der Selbstabsorptionslinie in Strahlungstemperatureinheiten, T_k ist die kinetische Temperatur, die im Falle LTE gleich der Spintemperatur T_S ist. f ist der "beam-filling-factor", 2.7 gibt den Anteil der thermischen Hintergrundstrahlung, T_{HG} den des nichtthermischen Hintergrundes an. T_{exp} ist die maximale Emissionstemperatur der HI-Hintergrundwolke und τ die optische Dicke des kalten HI-Gases. Gleichung (3.1) enthält die Annahme, daß zwischen dem kalten HI und dem Beobachter keine Wasserstoffemission ist. Die geringe Entfernung zu Kutners Wolke und deren Lage 15° unterhalb der galaktischen Ebene rechtfertigen diese Annahme. Auch die Annahme $f = 1$ ist wegen der großen Ausdehnung der Dunkelwolke und der kleinen Keulenbreite der HI-Messung berechtigt,

wenn die Wolke keine Strukturen mit einer Skalenlänge kleiner als die Keulenbreite aufweist. Unter der einschränkenden Annahme

$$T_k - 2.7 - T_{HG} \ll T_{\text{exp}} \quad (3.2)$$

erhält man aus Formel (3.1) eine Abschätzung für die optische Dicke τ zu:

$$\tau = -\ln(1 - T_L / T_{\text{exp}}) \quad (3.3)$$

Die Formel liefert nur eine untere Grenze für τ , da, wenn die Beziehung (3.2) nicht erfüllt ist, τ größere Werte annimmt.

Bei bekanntem Hintergrundprofil erhält man die Säulendichte des neutralen Wasserstoffs in der kalten Wolke. Die Zahl der Atome entlang des Sehstrahls in einem Zylinder mit 1 cm^2 Querschnitt ist gegeben durch:

$$N_H = 1.823 \times 10^{18} \int_{-\infty}^{+\infty} T_S(v) \tau(v) dv \quad (3.4)$$

(siehe z.B. Verschuur 1974 und dessen Zitate früherer Bücher). Bei kleinen optischen Dicken und $T_S = \text{const.}$ entlang des Sehstrahles gilt:

$$\begin{aligned} N_H &= 1.823 \times 10^{18} T_S \int_{-\infty}^{+\infty} \tau(v) dv \\ &= -1.823 \times 10^{18} T_S \int_{-\infty}^{+\infty} \ln(1 - |T_L(v)| / T_{\text{exp}}) dv \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &\approx 1.823 \times 10^{18} T_S / T_{\text{exp}} \int_{-\infty}^{+\infty} |T_L(v)| dv \\
 &= 1.823 \times 10^{18} T_S A / T_{\text{exp}} \quad (3.5)
 \end{aligned}$$

wobei A die Fläche unter der Selbstabsorptionslinie (siehe Abb. 11) ist. Für die Auswertung der HI-Spektren wurde die Spintemperatur konstant zu 10 K angenommen, einem Wert, der mit den Bestimmungen der kinetischen Temperatur aus CO-Messungen von Myers (private Mitteilung) verträglich ist.

Der Messung zugänglich sind weiter die Halbwertsbreiten der Selbstabsorptionslinien, die von besonderer Bedeutung sind, weil man aus ihnen, unter Berücksichtigung des Virialsatzes, Aussagen über die Stabilität und die Masse der Wolken gewinnen kann. Andererseits bieten die Halbwertsbreiten die Möglichkeit, eine obere Grenze für die kinetische Temperatur festzulegen.

3.1.3. Das Hintergrundprofil

Abbildung 11 zeigt ein typisches HI-Selbstabsorptionsprofil aus Kutners Wolke (Scan 3686) mit zwei Möglichkeiten, ein Hintergrundprofil zu rekonstruieren. Bei kleinen Quellen kann man die Emissionsprofile der Hintergrundwolke am Ort der Selbstabsorption ermitteln, indem man Spektren an mehreren Stellen unmittelbar neben der Quelle mißt und daraus durch Mittelung dieser Profile die Emissionslinie interpoliert. Diese Methode kann wegen der großen Ausdehnung von Kutners Wolke

und der starken Variation der Emission hier nicht angewandt werden.

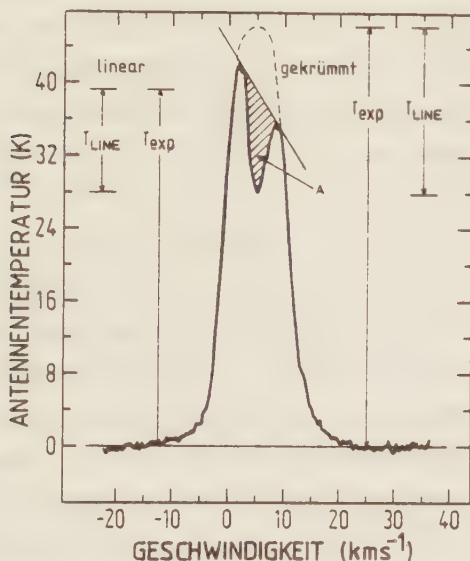


Abb. 11: Typisches HI-Selbstabsorptionsprofil aus Kutners Wolke (Scan 3686). Eingezeichnet sind die beiden Möglichkeiten, das Hintergrundprofil zu rekonstruieren, und die jeweils sich ergebenden Linienparameter.

Der Versuch, durch Anpassung möglicher Modellprofile an die Flanken der Emissionslinien, das Hintergrundprofil zu ermitteln, war ebenfalls nicht durchführbar. Gaussprofile schieden als Modelle wegen der komplexen Struktur der Emissionslinie aus. Versucht man z.B., die relativ einfachen HI-Scans 3648 ($\alpha = 4^{\text{h}}27^{\text{m}}$, $\delta = 23^{\circ}40'$) und 3795 ($\alpha = 4^{\text{h}}29^{\text{m}}$, $\delta = 25^{\circ}00'$) in Gausskomponenten zu zerlegen, ist dies nur durch drei bzw.

vier Linien möglich. Die Situation wird noch schwieriger, wenn man Spektren mit starker Selbstabsorption betrachtet. Die Absorption sitzt zentral in dem Emissionsprofil. Die maximale Emissionstemperatur ist daher nicht bestimmbar. Eine Näherung des Hintergrundprofils wird deshalb, will man es durch mehrere Gaussprofile darstellen, wegen der großen Zahl freier Parameter zur Spekulation.

Die Möglichkeit, die Emissionslinie über die Absorption hinweg durch ein Polynom zu interpolieren, wurde nach anfänglichen Versuchen ebenfalls verworfen. Die Wahl des Grades des Polynoms und des Bereiches der Emissionsflanken, an den das Polynom angepaßt werden soll, ist sehr stark dem subjektiven Empfinden des Auswerter unterworfen. Die Ergebnisse lassen sich daher nicht reproduzieren.

Zur Reduktion der HI-Selbstabsorptionsspektren von Kutners Wolke wurde daher eine Minimallösung benutzt. Das Hintergrundprofil wurde durch eine Gerade durch die Maxima zu beiden Seiten der Selbstabsorptionslinie dargestellt. Die Gerade entspricht sicher nicht der wahren physikalischen Situation des Hintergrundgases, liefert jedoch als einzige reproduzierbare Ergebnisse. Ein zweiter Grund ist für die Wahl der Geraden ausschlaggebend: Die hier beschriebenen Beobachtungen sollen mit Messungen von Wilson und Minn (1977) verglichen werden. Da bei deren Auswertung ebenfalls eine Gerade als Hintergrundprofil gewählt wurde, bot

sich die gleiche Lösung für die vorliegende Arbeit an. Dafür müssen zwei Nachteile in Kauf genommen werden: (1) Die Spektren können nicht mittels eines Rechners bearbeitet werden. Die Auswertung erfolgt mit rein graphischen Methoden. (2) Die so gewonnenen Parameter sind sicher nur Abschätzungen; die HI-Säulendichte wird unterschätzt, ebenso die optische Dicke .

3.1.4. Datenreduktionsprozedur

Zunächst wurde mit Hilfe des Standardauswerteprogramms des MPIfR in Bonn (von KapHerr 1976) aus den Spektren der beiden Teilempfänger ein mittleres Spektrum gebildet. Nachdem eine erste Durchsicht der Spektren keine Krümmung der Nulllinie zeigte, wurde mit dem gleichen Programm der Bereich von -20 kms^{-1} bis -12 kms^{-1} sowie zwischen 20 und 30 kms^{-1} bei allen Spektren benutzt, um eine Nulllinie erster Ordnung zu definieren und von den Spektren abzuziehen. Dann wurde jedes Spektrum vom Rechner geplottet. Diese Zeichnungen sind die Grundlage der weiteren Auswertung.

Aus ihnen kann unmittelbar die Relativgeschwindigkeit der Absorptionslinie abgelesen werden, da die Geschwindigkeit bereits bei der Messung gegen die Bewegung der Quelle relativ zum lokalen Inertialsystem korrigiert wurde. Im Nordosten der HI-Karte ($\alpha = 4^{\text{h}} 36^{\text{m}}$, $\delta = 25^{\circ} 00'$) erkennt man, deutlich getrennt, zwei Selbstabsorptionslinien in einem Emissionsprofil. Da sich beide Linien teilweise überlagern, war es nicht

möglich, in derartigen Fällen die Halbwertsbreiten $\Delta v_{1/2}$ der Linien abzumessen. Sie wurden ausschließlich in Spektren bestimmt, die kein Anzeichen einer zweiten Linie zeigten. Dennoch sind die so gewonnenen Werte für $\Delta v_{1/2}$ nicht sehr gut bestimmt, da die breiten Absorptionslinien bei $\alpha = 4^h 31^m$, $\delta = 24^\circ 20'$ auch als Blend zweier gleichtiefer Linien aufgefaßt werden können.

Nachdem die Gerade des Hintergrundprofils eingezeichnet worden war, wurde die Fläche A der Selbstabsorptionslinie mittels eines Planimeters bestimmt. Durch mehrfache Messungen einer Testfläche sowie durch wiederholte Messung eines Spektrums wurde die Genauigkeit der Flächenbestimmung ermittelt. Sie ist besser als ein Prozent.

Die Ergebnisse der HI-Beobachtungen sind in Tabelle 1 des Anhangs zusammengefaßt. Abbildung 12 zeigt Konturen gleicher HI-Säulendichte.

3.2. H₂CO-Absorptionsspektren

Die H₂CO-Linien in Kutners Wolke und L183 erscheinen in Absorption gegen die galaktische Hintergrundstrahlung. Das 1_{10} -Niveau ist relativ zum 1_{11} -Niveau (siehe Abb. 6), verglichen mit LTE-Besetzungszahlen, unterbesetzt. Da diese Erscheinung nur in dichten interstellaren Gaswolken angetroffen wird, muß sie Ausdruck des physikalischen Zustandes dieser Wolken

sein. Ein von Townes und Cheung (1969) erstmals propagierter und durch weitere Rechnungen bestätigter Mechanismus erklärt diesen Antimasereffekt durch Stoßanregung der Ortho- H_2CO -Moleküle der Wolke. Stoßpartner sind überwiegend die H_2 -Moleküle der Wolke. Beim anschließenden spontanen Zerfall der angeregten Niveaus werden, bezieht man höher angeregte Zustände mit ein, wegen der Auswahlregeln für elektrische Dipolübergänge die Niveaus 1_{11} und 2_{12} überbesetzt. Dieser Anregungsmechanismus setzt H_2 -Dichten größer als 10^3 voraus.

3.2.1. Fit der H_2CO -Linie

Zunächst wurden mit dem Standardprogramm "Draw 2" (von KapHerr 1976) die Spektren der beiden Teilempfänger addiert. Mittels des Programms "TAUFIT", das mir von Dr. T. Pauls vom MPIfR zur Verfügung gestellt wurde, konnte die 6cm-Linie als Summe von sechs Gaussprofilen dargestellt werden. Jede Gausslinie beschreibt eine der Hyperfeinkomponenten des Übergangs, für die gleiche Linienbreite und gleiche Anregungstemperatur angenommen wird. Im Falle des "frequency switching" mißt man:

$$T_A(\nu) = (T'_{\text{ex}} - T_C) (1 - \exp(-\tau(\nu))) \quad (3.6)$$

wobei der "beam-filling-factor" gleich 1 angenommen wurde. Bei geringen optischen Dicken verhalten sich die optischen Dicken der Hyperfeinlinien wie deren Intensitäten (Heiles 1973). Dann gilt:

$$\tau(v) = \tau_{2-2} \sum_{n=1}^6 \alpha_n \exp(-(v - v_n)^2 / 2 \sigma^2) \quad (3.7)$$

τ_{2-2} ist die optische Dicke des 2-2-Übergangs, die α_n sind die relativen Intensitäten der Hyperfeinlinien (siehe Abb. 7); v ist die Geschwindigkeit der 2-2-Linie, die v_n sind die Geschwindigkeiten der Hyperfeinlinien relativ dazu, σ die Geschwindigkeitsdispersion. Das Programm paßt an die gemessenen Linien τ_{2-2} , v , σ und die Amplitude an, nachdem ein lineares Hintergrundprofil von den Spektren abgezogen wurde. Betrachtet man einen Fit an ein Spektrum als signifikant, wenn der berechnete Wert aller Parameter größer ist als deren dreifache Standardabweichung, liefern nur die Spektren an den Zentralpositionen von L183 und TMC2 signifikante Ergebnisse. Bei beiden war die Integrationszeit größer bzw. gleich vier Stunden.

Um die Anregungstemperatur und die Säulendichte der H_2CO -Moleküle im $J = 1$ -Niveau zu berechnen, wurden ohne Berücksichtigung der Signifikanz der Parameter die Ergebnisse aller Fits an Spektren benutzt, deren Integrationszeit größer gleich 30 Min. war. Nach (3.7) wurde die maximale optische Dicke berechnet und damit nach (3.6) die Anregungstemperatur T'_{ex} für den Fall der Rayleigh-Jeans-Näherung ermittelt.

$$T'_{ex} = h\nu / k (\exp(h\nu / kT_{ex}) - 1)^{-1} \quad (3.8)$$

(3.8) erlaubt daraus die Anregungstemperatur zu ermitteln. Für TMC2 erhält man als Mittelwert aller Spektren $T_{\text{ex}} = 1.41 \pm 0.43$ K und für L183 $T_{\text{ex}} = 1.46 \pm 0.35$ K. Beide Werte stimmen sehr gut mit Modellrechnungen überein, die von Garrison et al. (1975) für einen durch Stöße gepumpten H_2CO -Antimaser durchgeführt wurden. Die Dichte der Modellwolke war $n(\text{H}_2) = 2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, die Temperatur 15 K.

Unter der Annahme einer konstanten Anregungstemperatur T_{ex} der Wolken wurde die Säulendichte der Moleküle im 1_{11} -Niveau berechnet. Es gilt (Downes et al. 1976):

$$N_{1_{11}} = 3.10 \times 10^{12} (1 - \exp(-h\nu / kT_{\text{ex}}))^{-1} \times \int_{-\infty}^{+\infty} \tau(\nu) d\nu \quad (3.9)$$

Das Integral über die optische Dicke wurde durch numerische Integration über (3.7) ermittelt, wobei für jedes Spektrum die gefitteten Parameter eingesetzt wurden. Die Ergebnisse der Auswertung sind in den Tabellen 2 und 3 im Anhang zusammengestellt.

Ein direkter Vergleich zwischen den H_2CO - und den HI-Spektren von TMC2 ist wegen der unterschiedlichen räumlichen Auflösung der Messungen nur bedingt möglich. Aus den 31 H_2CO -Spektren der Quelle wurde daher ein Spektrum erzeugt, das einem mit 9:1 Keulbreite aufgenommenen entspricht. Dazu wurde jedes

Spektrum mit dem Gewichtungsfaktor $\exp(-4 \ln 2 \times (\theta_\alpha^2 + \theta_\delta^2) / \theta_{1/2}^2)$ multipliziert und anschließend alle Spektren gemittelt. θ_α und θ_δ sind die Entfernungen der Spektren von der Zentralposition bezüglich Rektaszension bzw. Deklination und $\theta_{1/2} = 9!1^2 - 2!9^2$. Das so gewonnene Spektrum wurde ebenfalls wie oben beschrieben ausgewertet.

3.2.2. Modellrechnungen für H_2CO -Wolken

Formaldehyd bietet die Möglichkeit, mehrere Übergänge eines Moleküls zu beobachten. Die beiden Absorptionslinien $1_{11} - 1_{10}$ und $2_{11} - 2_{12}$ und die Emissionslinie $2_{12} - 1_{11}$ verbinden die untersten vier Niveaus der Rotationleiter des Orthoformaldehyds. Durch einen Vergleich der Messungen der drei Linien lassen sich daher sehr gut die physikalischen Zustandgrößen einer Molekülwolke bestimmen.

Die beschriebenen 6cm-Daten wurden, gemeinsam mit Daten der 2cm-Linie (Evans et al. 1975) und der 2mm-Linie (Evans und Kutner 1976) dazu benutzt, durch Rechnungen des Strahlungstransports für eine Modellwolke diese Parameter abzuschätzen. Frühere Rechnungen von Evans et al. (1975) waren nicht sehr aufschlußreich, weil Messungen mit sehr unterschiedlicher räumlicher Auflösung verglichen wurden (6 cm, HWB = 10'; 2 cm, HWB = 2'; 2 mm, HWB = 1!2). Bei Messungen mit kleiner Keulenbreite hatten Evans et al. (1975) jedoch festgestellt, daß sowohl TMC2 als auch L183 Struktur

im Bereich von 1 bis 2' aufweisen, die durch die 10' Halbwertsbreite der 6cm-Keule jedoch nicht aufgelöst wird. Die 6cm-Keule des 100m-Teleskops von 2!9 ermöglicht einen direkten Vergleich der Daten der drei Wellenlängen.

Der Rechnung liegt das Modell einer sphärischen Wolke mit konstanter Wasserstoffdichte und konstanter kinetischer Temperatur zugrunde. Weiter wird innerhalb der Wolke ein großer Geschwindigkeitsgradient angenommen, der ausschließlich die Verbreiterung der gemessenen Linien verursacht. Ist die Geschwindigkeit in der Wolke eine monotone Funktion des Radius, können die beim Zerfall der durch Stöße angeregten Zustände emittierten Photonen nur in dem kleinen Bereich um den Emissionsort reabsorbiert werden, für den die Geschwindigkeitsdifferenz der Moleküle im Mittel kleiner ist als die Dopplerbreite der Linie. Da alle Photonen, die diese Weglänge ohne Wechselwirkung mit H_2CO -Molekülen zurücklegen, die Wolke verlassen, brauchen sie bei der Rechnung nicht berücksichtigt werden. Das beschriebene Modell entspricht Modell A aus der Arbeit von deJong et al. (1975).

Die Zusammenfassung der Daten der drei H_2CO -Linien ist nur dann sinnvoll, wenn die Linien am gleichen Ort innerhalb der Molekülwolke entstehen. Ein starker Indikator für das Zutreffen dieser Voraussetzung im vorliegenden Fall ist die, im Rahmen der Meßgenauigkeit, sehr gute Übereinstimmung der Relativgeschwindigkeit

V_{LSR} der drei Linien und deren gleiche Halbwertsbreiten. Sind die Stoßquerschnitte für die Anregung der H_2CO -Moleküle durch H_2 -Moleküle bekannt, kann durch Rechnung für beliebig viele Übergänge der Strahlungs-transport in der Modellwolke berechnet werden. Das in dieser Arbeit benutzte Programm wurde von Dr. C.M. Walmsley vom MPIfR zur Verfügung gestellt. Es bezieht 16 Niveaus mit 22 Übergängen in die Rechnung ein. Die verwendeten Stoßquerschnitte wurden aus Green et al. (1978) entnommen.

Für die Übergänge werden mit den Eingabeparametern kinetische Temperatur, Wasserstoffdichte, Moleküldichte und Geschwindigkeitsgradient die Linientemperatur, die optische Dicke und die Anregungstemperatur berechnet. Nach dem "trial and error"-Verfahren wird versucht, die Parameter so zu variieren, daß die Ergebnisse der Modellrechnung mit den beobachteten Größen übereinstimmen. Der Geschwindigkeitsgradient wurde bei allen Versuchen gleich 1 km s^{-1} gesetzt. Er ist eine rechnerische Größe, die nicht unbedingt der physikalischen Situation in der Molekülwolke entsprechen muß. Die beobachteten Daten und die Resultate der Rechnungen die diesen am nächsten liegen, sind in Tabelle 3 zusammengefaßt. Die Parameter, die diese Ergebnisse lieferten, waren für TMC2: $T_K = 15 \text{ K}$, $n(\text{H}_2) = 4 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $n(\text{H}_2\text{CO}) = 2.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ und für L183: $T_K = 15 \text{ K}$, $n(\text{H}_2) = 5.75 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ und $n(\text{H}_2\text{CO}) = 2.25 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$.

Tabelle 3: Gegenüberstellung von gemessenen H_2CO -
Linienparametern und Ergebnissen der LVG-
Modellrechnungen für TMC2 und L183.

	L183		TMC2	
	Beob.	Rech.	Beob.	Rech.
$T_L (1_{11}-1_{10})$	-1.07	-1.00	-1.05	-1.08
$T_{\text{ex}} (1_{11}-1_{10})$	1.46 ^{a)}	1.44	1.41 ^{a)}	1.41
$(1_{11}-1_{10})$	2.66	1.58	1.07	1.81
$T_L (2_{11}-2_{12})$	-0.27	-0.27	-0.23	-0.26
$T_L (2_{12}-1_{11})$	0.50	0.39	0.70	0.31

a) unter der Annahme "beam-filling-factor" $f = 1$.

3.3. Bestimmung der visuellen Extinktion

Einer der Schlüssel zum Verständnis der Eigenschaften der Dunkelwolken ist die Kenntnis über die Häufigkeit des molekularen Wasserstoffs. Leider findet man nur indirekt Zugang zu diesem wichtigen Parameter, da das Molekül nur im ultravioletten Spektralbereich Linien aufweist. Durch Beobachtungen der Absorption der Ly α -Linie des HI und der UV-Rotationsübergänge des H₂ in Richtung von Sternen wurde von Jenkins und Savage (1974) und Bohlin et al. (1978) eine Korrelation zwischen der Säulendichte des Wasserstoffs (in molekularer und atomarer Form) und dem Farbexzess im diffusen interstellaren Medium gefunden. Durch Extrapolation dieser Ergebnisse auf dichte Dunkelwolken ist unter der Annahme eines universellen Verfärbungsgesetzes (siehe Diskussion von Savage und Mathis 1979) eine Bestimmung der Säulendichte des H₂ durch Bestimmung der visuellen Extinktion A_V möglich.

Zur A_V -Messung sind mehrere Methoden gebräuchlich. Die genauesten Ergebnisse liefert die Mehrfarbenphotometrie von Feldsternen die hinter der Dunkelwolke stehen. Speziell Beobachtungen im Infraroten sind wegen der großen Reichweite gut geeignet (siehe Elias 1978). Nachteilig ist die Beschränkung auf die Sehlinie zum Stern. Ausgedehnte Regionen können daher nicht bearbeitet werden. Wolfs stellarstatistische Methode versagt in dichten Dunkelwolken mit großer Absorption, da die Zahl der Sterne in einem Feld so

gering ist, daß die Zählung aller Sterne in Größenklassenintervallen nicht sinnvoll ist. Die einzig brauchbare Methode, eine A_V -Karte eines ausgedehnten Komplexes massiver Dunkelwolken zu erhalten, bieten Sternzählungen bis zur Plattengrenze auf einer weitreichenden Photographie des betreffenden Feldes. Diese von Bok (1956), Dickman (1978) und anderen beschriebene Methode soll im folgenden kurz behandelt werden.

3.3.1. Hilfsmittel und Zählverfahren

Das geeignete Hilfsmittel, wenn keine eigenen Beobachtungen vorliegen, bietet der Atlas der Palomar Observatory Sky Survey (POSS). Er besteht aus zwei Aufnahmen im blauen ($\lambda = 3500$ bis $5000 \text{ \AA}$) und roten ($\lambda = 6200$ bis $6700 \text{ \AA}$) Spektralbereich. Die große Reichweite ($m_{gr} = 20.0 \text{ mag}$, $m_{gb} = 21.1 \text{ mag}$ (siehe Minkowski und Abell 1963)) sowie der Abbildungsmaßstab ($1 \text{ mm} \approx 1'1''$) zeichnen den Atlas aus. Die zur Zählung in Kutners Wolke benutzten Papierkopien (O-228, E-228) wurden von Platten, die am 10/11 Dez. 1950 aufgenommen wurden, abgezogen.

Auf die Kopien wurde ein quadratisches Gitter mit 1 mm Gitterkonstante gelegt. Die Striche des Gitters haben eine Stärke von nur 0.03 mm , so daß nur die schwächsten Sterne nahe der Plattengrenze, die nach Minkowski und Abell einen Durchmesser von 0.03 mm besitzen, total durch eine Gitterlinie bedeckt werden können. Das Gitter wurde grob in Rektaszension und

Deklination ausgerichtet. Zu diesem Zweck wurden zwei Sterne gesucht, von denen einer unter dem Schnittpunkt zweier Linien zu liegen kam. Der zweite sollte unter einer Gitterlinie liegen. Die Lage des Gitters auf der Kopie war so mit einer Genauigkeit, die der Gitterstrichstärke entsprach, reproduzierbar. Die Glasplatte wurde durch Gewichte fixiert.

Unter einem Meßmikroskop mit reflexfreier Aufsichtsbeleuchtung wurden mit 20facher Vergrößerung alle Sterne in einem Feld von 1×1 mm gezählt und die Anzahl auf Millimeterpapier übertragen. Alle Sterne in einem Feld von 3.5° mal 1.5° wurden erfaßt. Um diese Karte auszuwerten, konnte eine beliebige Anordnung von Gitterquadraten als Elementarfläche gewählt werden. Da die Auflösung der A_V -Karte der der HI-Karte entsprechen sollte, wurde eine kreisförmige Fläche mit dem Durchmesser von $9:1$ durch 54 Quadrate genähert. Diese wurde so auf die Karte gelegt, daß ihre Position mit der eines HI-Scans übereinstimmte. Die entsprechende Pasterposition wurde ermittelt, indem mit dem Meßmikroskop die Orte von Sternen mit bekannten Koordinaten (aus AGK3) gemessen wurden. Mit dem Turnerschen Verfahren (Turner 1893) wurden die Plattenkonstanten für die Kopie der POSS berechnet. Damit konnten bei bekannten Koordinaten α , δ eines HI-Spektrums dessen Pasterkoordinaten abgeleitet werden und die Elementarfläche auf diese zentriert werden.

3.3.2. Reduktion der Zählungen der Blauplatte

Nehmen wir an, für eine Position der Platte sei bei einer definierten Wellenlänge eine Sequenz des Logarithmus der kumulativen Sternzahlen in einem Feld mit bekannter Größe als Funktion der scheinbaren Helligkeit $\log N(m) = f(m, \alpha, \delta)$ bekannt. $N(m)$ ist die Zahl aller Sterne heller als Größenklasse m . Die Sequenz sei bis zur Grenzgröße der Blauplatte m_{gb} bestimmt und das gewählte Feld frei von Extinktion. Bestimmt man in einem benachbarten Feld gleicher Größe die Zahl der Sterne bis zur Grenzgröße der Platte, wird man, wenn das Licht der Sterne durch Extinktion abgeschwächt ist, eine kleinere Anzahl von Sternen ermitteln, die im unverdunkelten Feld der Größenklasse m entspräche. Die Extinktion des zweiten Feldes relativ zum ersten ist durch die Differenz $m_{gb} - m = A_b$ gegeben. Wendet man das Verfahren auf viele Zählfelder an, kann man eine Karte der Extinktion A_b erstellen.

Aus der Literatur sind für den Taurusbereich nur zwei Darstellungen von $\log N(m) = f(m, l^I, b^I)$ bekannt (vanRijjn 1929 und McCuskey 1939). McCuskeys Werte reichen jedoch nur zur 15. Größe, sind daher wegen der großen Reichweite der POSS-Kopien nicht zu verwenden. VanRijjns Werte wurden aus der Auswertung verschiedener Durchmusterungen und durch Sternzählungen in den Kapteyn Selected Areas ermittelt. Die Zahlen wurden alle auf photographische Helligkeit ($\lambda = 4300 \text{ \AA}$) bezogen, die etwa mit der effektiven Wellenlänge der

POSS-Blauplatte übereinstimmt (Minkowski und Abell 1963). VanRhijn gibt Tafeln für Intervalle von 10° galaktischer Länge und 20 Werte galaktischer Breite. Die kumulativen Sternzahlen reichen von $m = 6$ bis $m = 18$. In seiner Arbeit bemerkt vanRhijn die sehr gute Linearität von $\log N(m)$ für scheinbare Helligkeiten $m \geq 15$. Aufgrund dieser Tatsache wurde die Sequenz, die Kutners Wolke ($l^I = 140^{\circ}$, $b^I = -15^{\circ}$) am nächsten liegt, linear bis zur Grenzgröße der Blauplatte extrapoliert. Es gilt dann: $\log N(m) = a_{1b} + a_{2b} m_b$. Damit gilt für die Extinktion des Zählfeldes relativ zum Vergleichsfeld:

$$A_b(k) = a_{2b}^{-1} \log\left(\frac{f_k N_b}{f N_b(k)}\right) \quad (3.10)$$

wobei f und f_k die Flächen von Vergleichsfeld und Zählfeld sind und N_b sowie $N_b(k)$ die Sternzahlen in diesen Feldern.

Die Grenzgröße wurde zu $m_{gb} = 20.6$ mag angenommen, 0.5 mag kleiner als der von Minkowski und Abell (1963) angegebene Wert. Dieser gilt jedoch nur für die Glasplatten, von denen durch zweimaliges Umkopieren die Papierabzüge erhalten wurden, und es ist nicht klar, ob dabei die Grenzgröße herabgesetzt wird. Andererseits sind die schwächsten Sterne bei Betrachtung mit 20facher Vergrößerung wegen des geringeren Kontrastes nicht mehr sicher erkennbar.

3.3.3. Sternzählungen auf der roten Kopie und Umwandlung von A_b und A_r in A_v .

Nehmen wir an, der Logarithmus der kumulativen Sternzahlen lasse sich im roten Farbbereich ebenfalls durch ein Polynom darstellen:

$$\log N_r(m) = a_{1r} + a_{2r} m_r + a_{3r} m_r^2 + \dots \quad (3.11)$$

Die Näherung $a_{nr} = 0$ für $n \geq 3$ liefert dann:

$$A_r(k) = a_{2r}^{-1} \log \left(\frac{f_k N_r}{f N_r(k)} \right) \quad (3.12)$$

Da in diesem Farbbereich keine Tafeln der kumulativen Sternzahlen bekannt sind, ist unklar ob $\log N(m)$ linear mit m anwächst; a_{2r} ist unbestimmt.

Um das Problem der Linearität zu klären, kann man eine Eigenschaft des allgemeinen Verfärbungsgesetzes nutzen. Die Wellenlängenabhängigkeit der Extinktion ist in diesem Gesetz in einer speziellen Form dargestellt. Beobachtungen über lange Jahre hinweg erwiesen, daß diese Darstellung in der gesamten Galaxie gilt (siehe Diskussion in Savage und Mathis 1979) und nur wenige Ausnahmen bekannt sind. Es wird $E_{\lambda - v} / E_{B - v}$ gegen λ^{-1} aufgetragen. Dabei ist $E_{\lambda_1 - \lambda_2} = A_{\lambda_1} - A_{\lambda_2}$ der Farbezcess. Die Normierung wird so gewählt, daß $f(\lambda_v^{-1}) = 0$ und $f(\lambda_B^{-1}) = 1$ ist. Da für λ^{-1} gegen Null A_λ ebenfalls gegen Null geht, wird $f(0) = -A_v / (A_B - A_v) =: -R$, oder allgemeiner:

$$A_V = \frac{R}{R + f(\lambda^{-1})} A_\lambda \quad (3.13)$$

Für zwei Wellenlängen ist also bei konstantem R das Verhältnis der Extinktionen konstant. Mit (3.10) und (3.11) erhält man daraus:

$$A_b / A_r = a_{2r} / a_{2b} \frac{\log(N_b / N_b(k))}{\log(N_r / N_r(k))} . \quad (3.14)$$

Die Normierungsfaktoren für die Flächen wurden hier weggelassen. Da (3.12) nur unter der Annahme $a_{nr} = 0$ für $n \geq 3$ gilt, ist der Ausdruck in geschweiften Klammern nur dann für alle Werte von $\log(N_r / N_r(k))$ konstant, wenn diese Annahme erfüllt ist (Dickman 1978). In Abbildung 13 wurde dieser Ausdruck gegen $\log(N_r / N_r(k))$ aufgetragen. Abgesehen von der Streuung wegen der schlechten Statistik bei kleinen Sternzahlen, ist die Bedingung der Annahme, die (3.12) zugrunde liegt, gut erfüllt.

Seares (1925) zeigte, daß für die kumulativen Sternzahlen im roten und blauen Spektralbereich gilt: $N_r(m) = N_b(m)$, wenn $m_r = m_b + c$, mit $c = a m_b + \text{const.}$ Daraus erhält man $m_r = (1 + a) m_b + \text{const.}$ Ist nun m_b bzw. m_r das Größenklassenintervall, in dem N_r bzw. N_b um den gleichen Betrag anwachsen, dann gilt:

$$\frac{m_r}{m_b} = \frac{a_{2r}}{a_{2b}} = \frac{1}{1 + a} . \quad (3.15)$$

Nach Rössinger (1971) gilt für die Farbbereiche der POSS

$a = -0.10$ und damit:

$$A_r(k) = (1.11 a_{2b})^{-1} \log \frac{f_k N_r}{f N_r(k)} \quad (3.16)$$

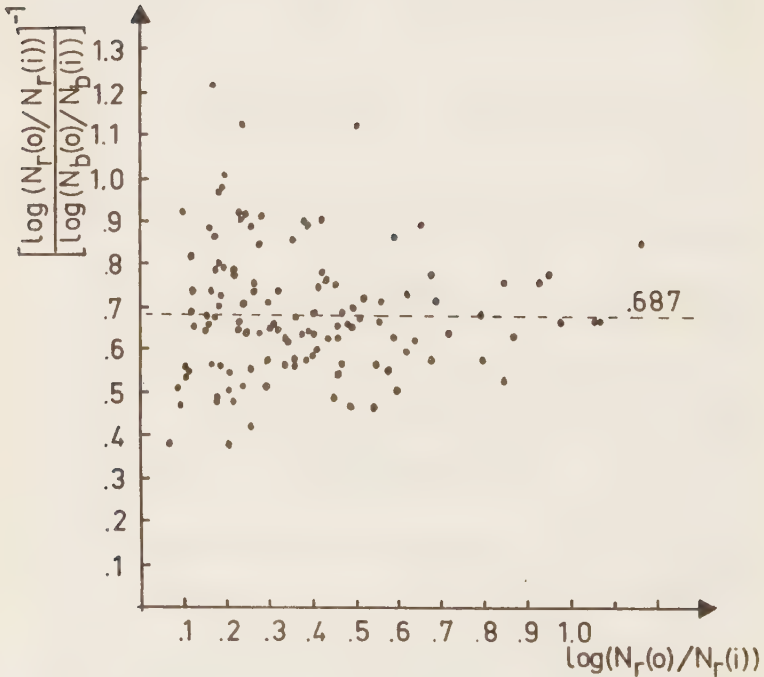


Abb. 13: Zur Erläuterung siehe Text Seite 45.

Die Umwandlung von A_r und A_b in A_v bereitet unter Zuhilfenahme von Gleichung (3.13) keine Schwierigkeiten. Da $f(\lambda_B^{-1}) = 1$, laut Normierung, entnimmt man dem allgemeinen Verfärbungsgesetz (Bless und Savage 1972, Savage und Mathis 1979) $f(\lambda^{-1}) = -0.55$ für $\lambda = 6500 \text{ \AA}$. Mit dem Standardwert $R = 3.2$ für das Verhältnis von totaler zu selektiver Extinktion (siehe obige Zitate)

erhält man:

$$\begin{aligned} A_{vb} &= 0.76 A_b \quad \text{und} \\ A_{vr} &= 1.21 A_r \end{aligned} \quad (3.16)$$

Daraus wurde als Mittelwert A_V bestimmt.

Die bisherige Reduktion liefert A_V relativ zu einem Vergleichsfeld. Dieses sollte möglichst frei von Extinktion sein. Durch Tests auf der blauen und roten Kopie der POSS wurde die sternreichste Region in unmittelbarer Nachbarschaft zu Kutners Wolke gefunden. Das Zentrum des Feldes lag bei $\alpha = 4^h 25^m 49^s$, $\delta = 25^\circ 21' 36''$. In einem rechteckigen Feld mit einer Ausdehnung von 22' in Rektaszension und 11' in Deklination wurden vor Beginn einer Zählung und nach deren Ende im Wechsel jeweils die Sterne einer Hälfte des Vergleichsfeldes gezählt und die Sternzahlen anschließend addiert. Aus den Sternzahlen der Vergleichsfelder beider Farben für die einzelnen Abschnitte der Sternzählung - die Sterne des Feldes von 3.5 mal 1.5 wurden nicht in einem Durchgang gezählt - wurde der Mittelwert gebildet. Relativ zu diesen Zahlen wurden A_b und A_r bestimmt.

Da man nicht ohne weiteres annehmen kann, das Vergleichsfeld sei frei von Extinktion, müssen die A_V -Werte noch in absolute Extinktion umgewandelt werden. Zu diesem Zweck wurden die $\log N(m)$ -Werte des Vergleichsfeldes unmittelbar mit der $\log N(m)$ -Tabelle von van-

Rhijn verglichen, A_D ermittelt und nach (3.16) daraus A_V berechnet. Addiert man den erhaltenen Wert von 1.33 mag zu den relativen Extinktionswerten, erhält man die visuelle Extinktion entlang des Sehstrahls.

Grundlage für eine Fehlerrechnung der A_V s waren die statistischen Fehler der Sternzahlen der Elementarfelder. Mit den Gesetzen der Fehlerfortpflanzung berechnet man die relativen Fehler. In Tabelle 4 sind die Fehler für einige repräsentative Werte zusammengestellt. Abbildung 12 zeigt die Konturen gleicher Extinktion in Kutners Wolke zusammen mit den HI-Säulendichten.

Tabelle 4: Relative Fehler der A_V -Bestimmung für einige Zählraten der Auswertung mit 9:1 Elementarfelddurchmesser. A_V ist die relative visuelle Extinktion der jeweiligen Farbe.

	Zählrate	A	Fehler (%)
Blauplatte	80	0.35	16.2
	40	1.67	18.5
	3	3.25	26.5
Rotplatte	138	0.19	13.3
	75	0.97	14.5
	11	3.43	17.4

3.3.4. Anmerkungen

Die hier beschriebene Methode A_V zu bestimmen, setzt voraus, daß zwischen dem Beobachter und der die Extinktion verursachenden Wolke keine Sterne stehen. Man kann mit Hilfe der $(m, \log \pi)$ -Tafeln von Bok (1932) die Zahl der Vordergrundsterne bis zu einer Entfernung von 160 pc abschätzen und findet (Bok und Cordwell 1973) für ein Feld von 20' Durchmesser fünf Vordergrundsterne heller als 19 mag. Fitzgerald und Sherwood (unveröffentlicht) erhielten mit stellarstatistischen Methoden eine Zahl von 3.5 Sternen heller als 19.3 mag pro 256 Quadratbogenminuten bis zu einer Entfernung von 250 pc in der galaktischen Breite -17° . Nimmt man die größere Entfernung, die den Rechnungen von Fitzgerald und Sherwood zugrunde liegt, als Ausgleich für die geringere Reichweite der scheinbaren Helligkeit, folgt daraus, daß man in einem Elementarfeld von der Größe 63 Quadratbogenminuten weniger als einen Vordergrundstern zu erwarten hätte. Der Einfluß der Vordergrundsterne auf die A_V -Bestimmung ist daher sicher vernachlässigbar.

Neben der bereits beschriebenen Auswertung wurde im Zentrum von Kutners Wolke die visuelle Extinktion nochmals mit kleineren Elementarfeldern von 5!5 mal 5!5 ermittelt. Wegen der geringeren Zahl von Sternen in dem Elementarfeld wird dabei der Fehler der A_V -Bestimmung größer. Dies wird jedoch aufgewogen durch die bessere räumliche Auflösung und die, besonders

am Rand stark verdunkelter Gebiete, zunehmende Reichweite. Dies zeigt nachfolgende Abbildung 14. Hier wurden vier benachbarte 5:5 x 5:5-Felder herausgenommen, deren Zentrum bei $\alpha = 4^{\text{h}}29^{\text{m}}47^{\text{s}}$, $\delta = 24^{\circ}13'36''$ liegt. Die Zahlen in den Felder geben die Sternzahlen in den 1:1 mal 1:1 großen Zählfeldern der roten Kopie der POSS an. Die Extinktionswerte der einzelnen Felder sind: $A_{r1} = 1.48 \text{ mag}$, $A_{r2} = 2.40 \text{ mag}$, $A_{r3} = 3.43 \text{ mag}$ und $A_{r4} = 1.81 \text{ mag}$. Der Mittelwert aus diesen Zahlen $\bar{A}_r = 2.28 \text{ mag}$ ist noch um 10% größer als die für die Gesamtfläche erhaltene Extinktion $A_r = 2.06 \text{ mag}$.

2		1	2	1			1		
2			1						
1	2		1		1				
	1	1	1				1	2	
1		2		①			1	2	②
1						1			1
						1			2
		1					1	1	2
1							1		2
				③	1		1		④

Abb 14: Sternzahlen in vier Zählfeldern in Kutners Wolke, Zentrum $\alpha = 4^{\text{h}}29^{\text{m}}47^{\text{s}}$, $\delta = 24^{\circ}13'36''$. Die Zahlen in Kreisen geben die im Text genannten Nummern der 5:5 x 5:5-Elementarfelder an. Verstärkt ist die Anordnung von Rasterquadraten umrandet, mit der die Fläche der HI-Keule angenähert wurde.

Bei der Auswertung mit dem kleinen Elementarfeld tritt jedoch der Fall ein, daß in drei Feldern der Blauplatte keine Sterne zu finden sind. Das bedeutet, daß A_b größer als 4.6 mag ist. Diesen Wert erhielt man, wenn nur ein Stern in dem Elementarfeld wäre. Die Felder liegen bei $\alpha = 4^h 28^m 45^s$, $\delta = 24^\circ 27' 11''$; $\alpha = 4^h 26^m 16^s$, $\delta = 24^\circ 32' 22''$; $\alpha = 4^h 23^m 23^s$, $\delta = 24^\circ 31' 53''$. Die A_V -Werte in diesen dichtesten Regionen der Wolke sind daher sicher nur untere Grenzwerte. Dies verdeutlicht auch ein Vergleich der A_V -Werte aus den Sternzählungen mit denen aus IR-Beobachtungen (Elias 1978). Tabelle 5 zeigt, daß die Sternzählungen besonders bei größeren A_V s die Extinktion unterschätzen.

Tabelle 5: Vergleich der A_V -Werte der Arbeit von Elias (1978) (A_{VE}) mit den Extinktionswerten, die durch Sternzählung ermittelt wurden (A_{VB}).

		A_{VE}	A_{VB}
$4^h 26^m 05.7$	$24^\circ 37' 17''$	5.9	3.5
4 29 09.6	24 27 17	4.5	2.8
4 29 37.7	23 52 07	2.1	2.2
4 34 12.0	25 11 30	3.2	2.8

Die in der Arbeit gewonnenen Werte sollten jedoch im Rahmen der Fehlergrenzen mit der wahren Extinktion übereinstimmen. Nach einem Argument von Bok und Cordwell (1973) sollte man in einer total undurchsichtigen Wolke auf der roten und der blauen Kopie der POSS

die gleiche Anzahl von Sternen, nämlich Vordergrundsterne, sehen. Ein Vergleich der Zahlen zeigt, daß man sich in Kutners Wolke nie dieser Grenze nähert. Selbst wo ein $5!5 \times 5!5$ -Elementarfeld der blauen Kopie frei von Sternen ist, findet man eine nicht unerhebliche Zahl von Sternen ($N_r \geq 3$) auf der roten Kopie. Tabelle 5 läßt daher auch die Deutung zu, daß in Kutners Wolke Strukturen der visuellen Extinktion mit einer Skalenlänge kleiner als $5!5$ zu finden sind.

Abbildung 15 zeigt die Konturkarte der visuellen Extinktion in Kutners Wolke, die man mit den $5!5 \times 5!5$ -Elementarfeldern erhält.

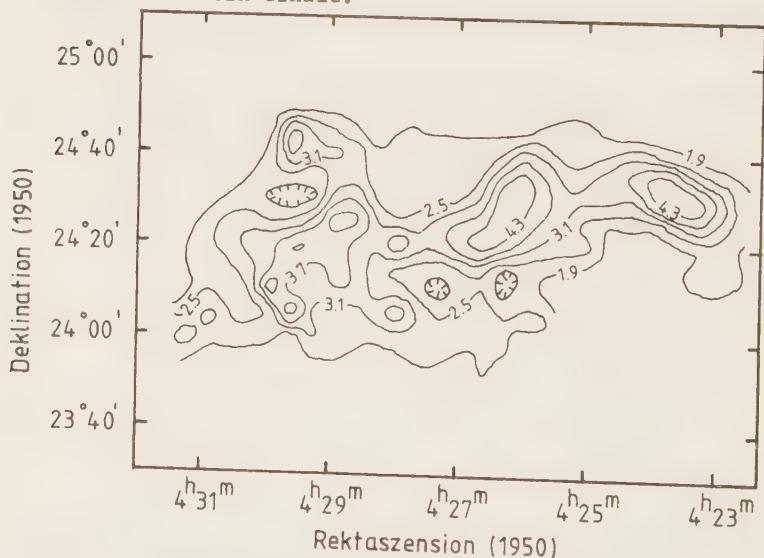


Abb. 15: Konturkarte der visuellen Extinktion in Kutners Wolke für die Auswertung mit $5!5 \times 5!5$ -Elementarfeldern. Man beachte die, im Gegensatz zu Abb. 12, aufgelösten Strukturen im östlichen Teil der Wolke.

4. DIKUSSION DER ERGEBNISSE

Im ersten Teil des Kapitels wird die großräumige Struktur von Kutners Wolke und des Bereichs zwischen dieser und Heiles 2 anhand der HI- und A_V -Messungen behandelt. Im zweiten Teil folgen Betrachtungen über die Molekülwolken TMC2 und L183.

4.1. HI und Staub in Kutners Wolke

Im folgenden soll angenommen werden, daß die, mit der in 3.1.4. genannten Methode, bestimmte Säulendichte des neutralen Wasserstoffs die wahre Verteilung des HI wiedergibt. Analog sollen die A_V -Werte der wahren Extinktion entsprechen. Ferner sei angenommen, aus den A_V -Werten ließen sich, mittels des Wasserstoff-Farbezess-Verhältnisses von Bohlin et al. (1978) und des allgemeinen Verfärbungsgesetzes $R = A_V / E(B-V) = 3.2$, die Säulendichten des Wasserstoffs in allen Formen (atomar und molekular) berechnen.

4.1.1. Vergleich mit früheren Messungen

An einer Position in Heiles 2 kann die HI-Säulendichte mit der vor Knapp (1974) gemessenen direkt verglichen werden, da an der von ihr angegebenen Position

ein HI-Spektrum mit 15 Min Integrationszeit gemessen wurde (Scan 659). Verringert man Knapps Wert von $N(\text{HI}) = 4.66 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ um den Faktor 3.5 (da in Knapps Arbeit $T_S = 35 \text{ K}$ benutzt wurde), ist ihr Ergebnis um den Faktor 6 größer als das Resultat der vorliegenden Arbeit für Scan 659. Eine andere Möglichkeit zum Vergleich bieten Messungen von McCutcheon et al. (1978) in L1524, die im westlichen Teil von Kutners Wolke liegt ($\alpha = 4^{\text{h}}25^{\text{m}}$, $\delta = 24^{\circ}30'$). Deren Wert von $N(\text{HI}) = 2.92 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ ist ebenfalls größer als das hier bestimmte $N(\text{HI}) = 1.89 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ für Scan 3769. Beide obengenannten Autoren benutzten ein Hintergrundprofil, das dem gekrümmten Profil in Abbildung 11 entspricht. Die Ergebnisse stellen daher eine obere Grenze dar, während die in dieser Arbeit benutzte Methode eine untere Grenze für die HI-Säulendichte liefert.

McCutcheon et al. stellen eine Korrelation zwischen der HI-Säulendichte und der visuellen Extinktion A_V in L1524 fest. Sherwood und Wilson (1980) finden in Heiles 2 ebenfalls eine starke Korrelation zwischen $N(\text{HI})$ und A_V . In dem Bereich der HI- und A_V -Karte, in dem sich die hier veröffentlichten Messungen mit gleichartigen von Wilson und Minn (1977) und Sherwood und Wilson (1980) überlappen ($\alpha = 4^{\text{h}}34^{\text{m}}$ bis $4^{\text{h}}37^{\text{m}}$ und $\delta = 25^{\circ}00'$ bis $25^{\circ}20'$), sind die hier erhaltenen Ergebnisse mit jenen der vorgenannten Autoren identisch. Die Abbildungen 4 und 13 zeigen jedoch ein völlig anderes Bild des Bereiches zwischen Kutners Wolke und Heiles 2 sowie von Kutners Wolke, als die Aussagen von Sherwood und

Wilson sowie McCutcheon et al. erwarten lassen.

In dem kartographierten Feld lassen sich drei unterschiedliche Bereiche feststellen: (1) Zwischen Heiles 2 und Kutners Wolke ist die Extinktion kleiner als zwei Größenklassen, die HI-Säulendichte ist jedoch sehr groß, ja erreicht bei $\alpha = 4^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = 24^{\circ}30'$ ein Maximum bei $A_V = 1.5 \text{ mag}$. (2) Im östlichen Teil von Kutners Wolke liegt A_V zwischen 3 und 5 Größenklassen. Hier ist die HI-Säulendichte ebenfalls hoch. (3) Im westlichen Teil von Kutners Wolke gilt $3 \text{ mag} \leq A_V \leq 5^{\text{m}}$. Die Selbstabsorption ist in diesem Bereich äußerst schwach oder überhaupt nicht nachweisbar. Dies zeigt deutlich, daß eine Korrelation zwischen $N(\text{HI})$ und A_V in Kutners Wolke und dem Zwischenwolkenbereich nicht existiert.

4.1.2. Der Zwischenwolkenbereich

In dieser Region ist die Extinktion A_V kleiner als 1^{m} . Die Säulendichte des molekularen Wasserstoffs berechnet man aus $N(\text{H}_2 + \text{HI}) / E(B-V) = 5.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Bohlin et al. 1978) und $R = 3.2$ unter der Annahme, daß in Dunkelwolken Wasserstoff überwiegend in molekularer Form erscheint, $N(\text{H}_2 + \text{HI})$ ungefähr gleich $N(\text{H}_2)$ ist. Dies liefert für den Bereich zwischen Heiles 2 und Kutners Wolke den Mittelwert $N(\text{H}_2) = (3.2 \pm 0.4) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Der angegebene Fehler ist die Streuung um diesen Mittelwert. Aus den HI-Selbstabsorptionsspektren erhält man die Säulendichte des kalten HI zu $N(\text{HI}) =$

$(7.8 \pm 4.5) \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$. Damit ergibt sich für das H_2 / HI-Verhältnis der Wert 410 ± 280 . Sherwood und Wilson finden in Heiles 2 einen Wert von 116.

Die Besonderheit des Zwischenwolkenbereiches ist das Auftreten kalten neutralen Wasserstoffs in einem Gebiet mit geringer visueller Extinktion, da man für kleine A_V erwarten sollte, daß das Gas durch das interstellare Strahlungsfeld beachtlich aufgeheizt würde (siehe z.B. Watson 1972). Dieser Heizeffekt könnte durch eine verstärkte Kühlung des interstellaren Gases ausgeglichen werden. Da eine wirksame Kühlung nur durch Kohlenstoff (C und C^+) möglich ist (Clavel et al. 1978), würde dies bedeuten, daß in dem Bereich zwischen Heiles 2 und Kutners Wolke Kohlenstoff häufiger ist als im umgebenden interstellaren Gas - was etwas unwahrscheinlich erscheint.

Eine andere, glaubhaftere Möglichkeit, das Vorhandensein kalten HI zu erklären, bietet ein "Schatteneffekt" durch Heiles 2. Da Heiles 2 und Kutners Wolke in der gleichen galaktischen Länge liegen, wird der Bereich zwischen beiden (Kutners Wolke liegt in größerer galaktischer Breite) durch Heiles 2 vom interstellaren Strahlungsfeld aus der galaktischen Ebene abgeschirmt. Unterstützt wird diese Annahme durch die beobachteten HI-Selbstabsorptionslinien, die zwischen Heiles 2 und dem östlichen Teil von Kutners Wolke eine stetige Veränderung zeigen.

4.1.3. Kutners Wolke

Kutners Wolke zeigt zwei Teilbereiche mit unterschiedlichen Eigenschaften. Östlich von $\alpha = 4^{\text{h}}29^{\text{m}}$ ist die Säulendichte des selbstabsorbierenden Wasserstoffs $N(\text{HI}) = (9.4 \pm 4.2) \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$. Unter den gleichen Annahmen wie in 4.1.2 ergibt sich aus den A_V -Werten eine Säulendichte des Wasserstoffs in molekularer Form von $(5.2 \pm 1.2) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Daraus folgt ein H_2 / HI -Verhältnis von 550 ± 380 . Westlich von $\alpha = 4^{\text{h}}29^{\text{m}}$ ist die HI-Säulendichte $(3.2 \pm 2.5) \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, während die des molekularen Wasserstoffs $(5.1 \pm 1.4) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ beträgt. Dies liefert ein H_2 / HI -Verhältnis von $(1.6 \pm 1.7) \times 10^3$. Die Form der HI-Selbstabsorptionslinien und deren stetige Variation legt nahe, die starke Selbstabsorption östlich von $4^{\text{h}}29^{\text{m}}$ durch eine Überlappung des "Schattenkegels" von Heiles 2 mit Kutners Wolke zu interpretieren.

Nimmt man diese Deutung für die Variation des H_2 / HI -Verhältnisses im östlichen Teil von Kutners Wolke an, stellt sich die Frage, wie man den Unterschied um den Faktor 10 im H_2 / HI -Verhältnis zwischen zwei Wolken erklären kann, die nur etwa 3° (6 pc) auseinanderliegen. Bevor man sich Erklärungen zuwendet, die unterschiedliche physikalische Eigenschaften der Wolken heranziehen, sollte man sich die Modellannahme der planparallelen HI-Wolke nochmals in Erinnerung rufen. Ist in beiden Wolken ein großer relativer Anteil von kaltem HI vorhanden, könnte Heiles 2 starke Selbstab-

sorption zeigen, weil die Wolke vor dem warmen HI-Hintergrund steht, während die Selbstabsorption in Kutners Wolke fehlt, weil die Wolke hinter dem warmen HI liegt. Die gute Übereinstimmung zwischen der Relativgeschwindigkeit der Absorptionslinien und der Emissionslinien des warmen HI in beiden Wolken (siehe auch Wilson und Minn 1977!) legt den Schluß nahe, daß die HI-Emission mit den Dunkelwolken assoziiert ist. Die oben geschilderte Situation ist daher durchaus denkbar. Diese Vorstellung ist auch konsistent mit der Annahme, Dunkelwolken entstünden durch Kondensation aus ausgedehnten HI-Wolken, deren Überreste in dem warmen HI zu finden sind.

Dieser geometrische Effekt ist jedoch nach meiner Ansicht nicht der Grund für den Unterschied zwischen beiden Wolken. Heiles 2 und Kutners Wolke weisen schon von ihrem optischen Bild her einen Unterschied auf. Nach Elias (1978) befinden sich die Kondensationen des Tauruskomplexes in der gleichen Entfernung von der Sonne. Die Anzahl der Sterne, die durch den dichtesten Teil von Kutners Wolke sichtbar sind, ist jedoch wesentlich größer als in der zentralen Region von Heiles 2. Dies zeigen die Abbildungen 16 und 17, die für beide Wolken die Bereiche darstellen, welche auf der roten Kopie der POSS ohne Sterne sind. Die Anzahl der Vordergrundsterne ist für beide Wolken wegen der gleichen Entfernung gleich. Das unterschiedliche Aussehen wird durch die stärkere Struktur in Kutners Wolke verursacht. Die geringere Staubbichte in Kutners Wolke

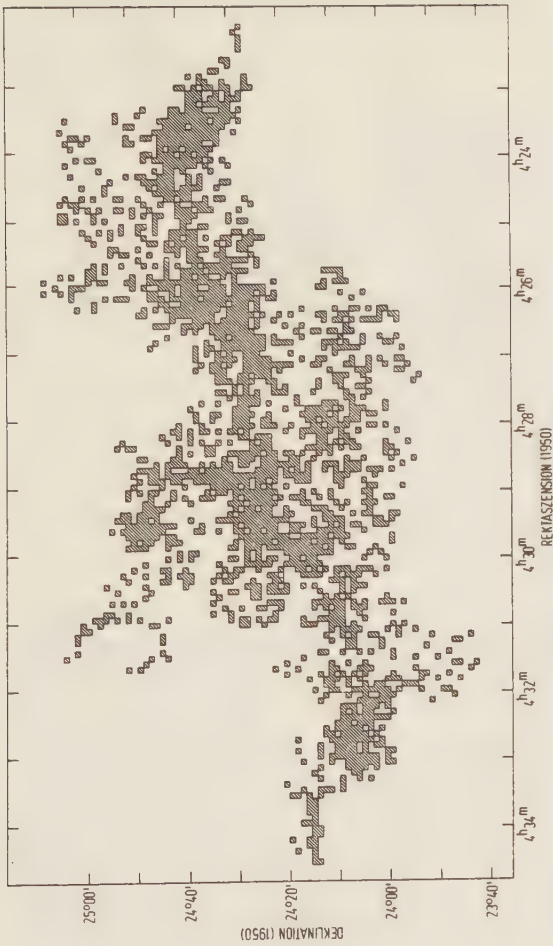


Abb. 16: Die Abbildung zeigt als schraffierte Fläche die Zählfelder von der Größe 1:1 x 1:1 in Kutners Wolke, die auf der roten Kopie der POSS frei von Sternen sind.

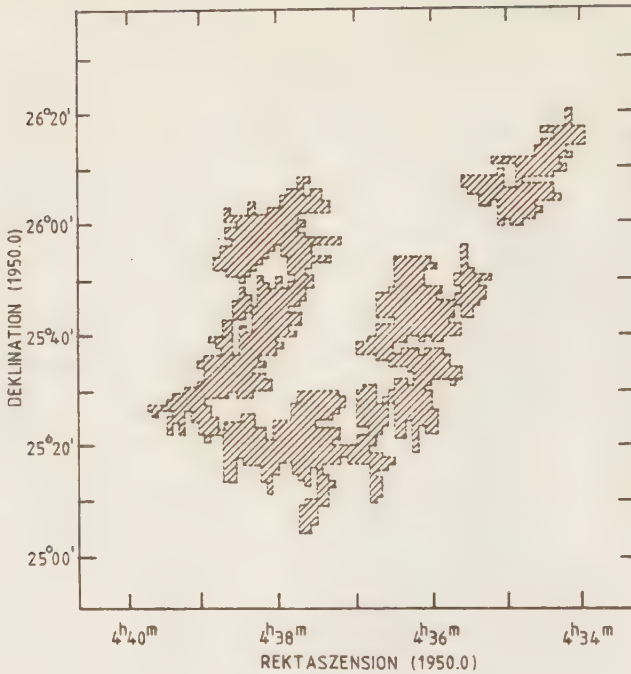


Abb. 17: Die gleiche Darstellung wie Abb. 16, jedoch für Heiles 2 (nach Sherwood und Wilson 1980).

könnte dazu führen, daß das HI wärmer ist als in Heiles 2, weil das Gas durch die in die Wolke eindringende Strahlung stärker geheizt wird. Dadurch würde der Anteil des kalten, selbstabsorbierenden HI geringer. Dieser Deutung widersprechen jedoch die Ergebnisse von CO-Messungen durch Myers (unveröffentlicht), die zeigen, daß die Temperatur in Heiles 2 und Kutners Wolke gleich ist. Es ist möglich, aber nicht sehr wahrscheinlich, daß durch die Struktur in Kutners Wolke die gemessenen CO-Temperaturen um den Unterschied der kinetischen

Temperaturen zwischen beiden Wolken reduziert werden. Die CO-Temperaturen geben, **abgesehen** von anderen Annahmen, nur dann die kinetischen Temperaturen wieder, wenn die Verteilung von CO innerhalb der Teleskopkeule einheitlich ist (beam-filling-factor = 1). Um den Fall $f \neq 1$ ausschließen zu können, müßten CO-Messungen mit sehr hoher Auflösung durchgeführt werden.

Die am meisten befriedigende Erklärung für den Unterschied zwischen Heiles 2 und Kutners Wolke erhält man, wenn man annimmt, die unterschiedliche HI-Konzentration in beiden Wolken sei real. Nach einem Modell von Shu (1974) entstehen Dunkelwolken als Objekte, die ausschließlich aus HI bestehen. Kondensieren die Wolken, wird durch den Staub die interstellare Strahlung abgeschirmt. HI wird auf der Oberfläche des Staubes in H_2 umgewandelt, das durch die kosmische Strahlung in HI dissoziiert wird. Die Rate, mit der HI in H_2 umgewandelt wird, ist proportional zur Gasdichte der entstehenden Wolke. Der Gleichgewichtsanteil des HI ist sehr gering, und der Anteil des HI, der über diesem liegt, nimmt als Funktion der Zeit ab. Ist die Dichte in beiden Wolken gleich, etwa 10^4 cm^{-3} , folgt mit den H_2 / HI-Verhältnissen von Heiles 2 und Kutners Wolke aus Abbildung 6 von Allen und Robinson (1976) für erstere ein Alter von etwa 3×10^6 Jahren und für letztere ein solches von 6×10^6 Jahren. Der oben genannte Werte für die Dichten ist nicht unrealistisch, da Kroto et al. (1978) für den Bereich der HC_7N -Emission in TMC1 $n(HI+H_2) \approx 10^4 \text{ cm}^{-3}$ abschätzen

und 3.2.2. für TMC2 $n(\text{HI}+\text{H}_2) = 4 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ liefert. Beide Zahlen gelten jedoch nur für den unmittelbaren Bereich der Molekülwolken. Obwohl das Ergebnis für das Alter der Wolke durch unterschiedliche physikalische Bedingungen verändert werden kann, ist Kutners Wolke sicher älter als die charakteristische Zeit für die Umwandlung von HI in H_2 , Heiles 2 dagegen jünger.

Erklärungsversuche, die sich auf Altersunterschiede von Dunkelwolken stützen, sind etwas unbefriedigend, weil die Altersangaben nicht durch andere Meßmethoden bestätigt werden können. Zum Beispiel gibt Cohen (private Mitteilung basierend auf den Daten von Kuhi und Cohen 1979) das Alter der T Tauri-Sterne in beiden Wolken mit etwa 5×10^5 Jahren an. Dies gibt jedoch nur eine untere Grenze für das Alter der Dunkelwolke an, wenn die Sternentstehung in der schon bestehenden Wolke durch äußere Einflüsse ausgelöst wurde. Weaver (unveröffentlicht) hat Anzeichen für eine durch eine Supernova hervorgerufene Schockfront aus den Daten der Berkeley High Latitude HI Survey gefunden.

Ein anderer Grund für das Fehlen von HI in Kutners Wolke wäre eine um den Faktor drei größere Gasdichte als in Heiles 2. Sie würde nach Allen und Robinson (1976) das H_2 / HI-Verhältnis um den erforderlichen Faktor 10 herabsetzen. Für den östlichen Teil von Kutners Wolke kann ein Dichteunterschied um den Faktor drei jedoch aufgrund der Ergebnisse in 3.2.2. ausgeschlossen werden.

4.1.4. Stabilität von Kutners Wolke

Um Aussagen über die Stabilität von Kutners Wolke machen zu können, ist es notwendig, deren Masse abzuschätzen. Nimmt man an, die Extinktion sei ausschließlich durch die Dunkelwolke hervorgerufen, erhält man eine untere Grenze für die Masse aus der Extinktion und dem Wasserstoff-Extinktion-Verhältnis. Es gilt:

$$M = (a \, d)^2 \, (N(HI+H_2) / A_V) \mu \sum_i A_{Vi} \quad (4.1)$$

(Dickman 1978). Dabei ist a der Durchmesser eines Elementarfeldes in rad, d die Entfernung der Wolke, μ die Masse pro Teilchen und $\sum A_{Vi}$ die Summe über die Extinktionen aller Elementarfelder der Dunkelwolke. Dies liefert eine Masse von $800 \, M_\odot$ für den zentralen Bereich von Kutners Wolke mit $A_V \approx 1.9$, wenn man für μ den Wert 2 einsetzt. Aus der Abbildung 15 entnimmt man, daß der Teil der Wolke mit $A_V \approx 1.9$ eine Ausdehnung von $120'$ ($4.7 \, \text{pc}$) in der Längsrichtung hat und $40'$ ($1.6 \, \text{pc}$) breit ist. Das legt für das räumliche Aussehen von Kutners Wolke eine Zylinderform nahe, da ihre Ausdehnung in der Tiefe nicht groß sein kann, weil noch Hintergrundsterne durch die Wolke zu sehen sind.

Aus der Lösung der Emdengleichung für eine isotherme, zylindrische Wolke leitete Ostriker (1964) eine Bedingung für die Stabilität her. Sie lautet:

$$M = 2 \, k \, T / \mu \, m_\odot \, G \quad (4.2)$$

wobei M die Masse der Wolke pro Längeneinheit, k die Boltzmannkonstante, T die Temperatur der Wolke, μ die Masse pro Teilchen, m_o die Masse eines Wasserstoffatoms und G die Gravitationskonstante ist. Ist die Masse kleiner als der Wert aus (4.2), expandiert die Wolke, ist er größer, kollabiert sie. Benutzt man für T 15 K, in Übereinstimmung mit den CO-Messungen von Myers, und setzt μ gleich 2, erhält man $M = 30 M_o / \text{pc}$. Die Abschätzung nach (4.1) liefert einen Wert von $170 M_o / \text{pc}$, was bedeutet, daß Kutners Wolke gravitationsinstabil ist.

Nach einem Modell von Larson (1973) sollte eine zylindrische Staubbkondensation wie Kutners Wolke bei einem Kollaps in mehrere, nahezu sphärische Fragmente zerbrechen. Dieses Modell wird durch die Struktur der visuellen Extinktion bestätigt. Fragmentation ist eventuell auch die Ursache für die komplizierte Geschwindigkeitsstruktur der HI-Selbstabsorptionslinien. Nur am nördlichen Rand von Kutners Wolke sind einige einfache und sehr enge Absorptionslinien zu sehen (Scans 546, 529 und 391). Alle anderen Linien sind in mehrere Geschwindigkeitskomponenten aufgelöst oder wesentlich breiter, wobei die breiten Linien als Blend mehrerer einfacher Linien wie in Scan 546 gedeutet werden können. Ein solches Bild entsteht, wenn mehrere Fragmente der Wolke, die unterschiedliche Relativgeschwindigkeiten besitzen, auf den Sehstrahl durch die Wolke projiziert erscheinen. Vor dem Hintergrund dieser Beobachtung erscheint es nicht sinnvoll, den durch die graphische

Auswertemethode gewonnenen Halbwertsbreiten der Selbstabsorptionslinien große Bedeutung beizumessen.

4.1.5. Kondensationen in Kutners Wolke

Die Konturen der visuellen Extinktion in Kutners Wolke (siehe Abb. 15) stützen die These, daß die Wolke aus mehreren, entlang des Sehstrahls gestaffelten Kondensationen besteht. Dabei ist zu unterscheiden zwischen dem Bereich östlich von $\alpha = 4^{\text{h}}28^{\text{m}}$ und dem Bereich westlich davon. Östlich von $4^{\text{h}}28^{\text{m}}$ findet man in der Abbildung 15 mehrere sphärische Kondensationen mit einem Durchmesser von etwa $10'$. Diese überlappen sich teilweise, so daß das Bild einer Kette dichter Globulen entsteht. Legt man den Durchmesser von $10'$ zugrunde, besitzen diese in der Entfernung von 135 pc einen linearen Durchmesser von $0.4 \text{ pc} = 1.2 \times 10^{18} \text{ cm}$. Die maximale Extinktion der Globulen ist 4.3 mag, so daß sich mit dem Wasserstoff-Farboxzess-Verhältnis von Bohlin et al. (1973) unter der Annahme konstanter Dichte innerhalb der Kondensation eine räumliche Dichte von $n(\text{H}_2 + \text{HI}) = 6.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ergibt. Der Wert von 15 K für die kinetische Temperatur liefert damit eine Jeanslänge von 0.4 pc und eine Jeansmasse von $6 M_{\odot}$. Eine sphärische Kondensation von 0.4 pc Durchmesser mit konstanter Dichte würde eine Masse von $9 M_{\odot}$ beinhalten.

Bei der folgenden Betrachtung über die Stabilität der Kondensationen soll die Auswirkung eines Magnetfeldes vernachlässigt werden. Dies ist durch die Messung

von Reif et al. (1978) sicher gerechtfertigt, die für drei Dunkelwolken anhand des Zeeman-Splitting von HI-Selbstabsorptionslinien eine obere Grenze von $25 \mu\text{G}$ für drei Dunkelwolken erhielten. Nimmt man an, die einzelnen Kondensationen würden eine HI-Selbstabsorptionslinie hervorrufen, die den engsten in Kutners Wolke gemessenen entspricht, ergibt das für die Temperatur 15 K eine thermische Verbreiterung einer HI-Linie von 0.83 kms^{-1} . Damit verbleibt ein Anteil von 0.8 kms^{-1} , der durch nichtthermische Verbreiterungsmechanismen hervorgerufen werden könnte. Dieser Wert liegt weit oberhalb der isothermen Schallgeschwindigkeit für ein Gas mit der oben genannten Temperatur, welche 0.2 kms^{-1} beträgt. Massenbewegungen mit $v = 0.8 \text{ kms}^{-1}$ hätten daher eine äußerst geringe Lebensdauer, so daß die Kondensation nicht im freien Fall kollabieren kann. Da die Masse von $9 M_{\odot}$ - vor dem Hintergrund der groben Annahmen, die der Massenbestimmung zugrunde liegen - mit der Jeansmasse hinreichend gut übereinstimmt, liegt der Schluß nahe, daß die Globulen sich in einem, vielleicht auch nur vorübergehend stabilen Zustand befinden. Die Frei-Fall-Zeit bei einer Dichte von $n(\text{H}_2) = 6.5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ würde bei einem Wert von etwa 5×10^5 Jahren liegen. Die Zeitspanne für ein Durchlaufen der Frei-Fall-Phase ist extrem kurz; es wäre unter diesen Bedingungen außergewöhnlich, in einem kleinen Gebiet wie dem östlichen Teil von Kutners Wolke sehr viele Globulen gleichzeitig zu sehen.

Westlich von $\alpha = 4^{\text{h}}28^{\text{m}}$ besteht Kutners Wolke aus

zwei langgestreckten Kondensationen, deren Aussehen eine zylindrische Form nahelegen. Beide besitzen einen Durchmesser von 15' (entsprechend 0.6 pc) und eine Länge von 25' (entsprechend 1.0 pc). Aus den hier etwas größeren A_V -Werten von 4.5 mag ergibt sich für die Kondensationen eine Masse von $30 M_{\odot}$ (Bok et al. 1971). Derartige Aggregate sind nach den Abschätzungen aus 4.1.4. bei einer Temperatur von $T_K = 15$ K ebenfalls stabil.

Es mag sein, daß die oben gemachten Annahmen, wegen ihrer Einfachheit, ein nicht zutreffendes Bild der Kondensationen in Kutners Wolke ergeben. Es erscheint jedoch unrealistisch, im gegenwärtigen Stand der Beobachtungen bereits detailliertere Modelle für die Wolken zu entwerfen.

4.2. H_2CO in TMC2 und L183

Da die H_2CO -Messungen von TMC2 ein komplettes Sample in einem Feld von 6' Durchmesser liefern und mit den Messungen von Evans und Kutner (1976) und Evans et al. (1975) zu einem Modell der Wolke kombiniert werden konnten, soll TMC2 dazu dienen, exemplarisch die Eigenschaften einer Subkondensation von Kutners Wolke zu untersuchen. Die Ergebnisse werden jedoch nur mit Vorbehalt auf die anderen Kondensationen der Wolke extrapoliert werden können, da TMC2 aufgrund der Vielzahl der darin gefundenen, zum Teil hochkom-

plexen Moleküle, eine Ausnahmestellung innehat.

Im Gegensatz zu TMC2 ist L183 eine isolierte, nahezu sphärische Dunkelwolke, die alle Anzeichen von Sternentstehung vermissen läßt. Dies könnte Ausdruck eines geringeren Alters sein. Dennoch findet man auch in L183 viele komplexe Moleküle (siehe Caldwell 1979), so daß ein Vergleich beider Wolken anhand der H_2CO -Daten sehr vielversprechend erscheint.

4.2.1. TMC2

Ein Blick auf Abbildung 18 zeigt, daß im Feld der H_2CO -Messungen von TMC2 im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Struktur erkennbar ist. Der Mittelwert der Relativgeschwindigkeiten der Zentren der Absorptionslinien liegt bei $(6.25 \pm 0.1) \text{ kms}^{-1}$. Die Variation der Linientemperatur ist auf die erheblich verrauschten Spektren mit nur 30 Min Integrationszeit zurückzuführen. Die signifikantesten Parameter liefert der zentrale Scan mit 240 Min Integrationszeit. Dieses Spektrum wurde auch den Modellrechnungen zugrundegelegt. Deren Ergebnisse sind konsistent mit den Resultaten ähnlicher Rechnungen für andere Moleküle (Ho et al. 1977, Little et al. 1978). Mittels der Modellparameter ist es möglich, die Jeans-Massengrenze für TMC2 anzugeben. Mit $T_K = 15 \text{ K}$ und $n(\text{H}_2) = 4 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ findet man eine Grenze von $M_J = 5 M_\odot$. Leitet man aus $n(\text{H}_2)$ und der Säulendichte des Molekularen Wasserstoffs - die man

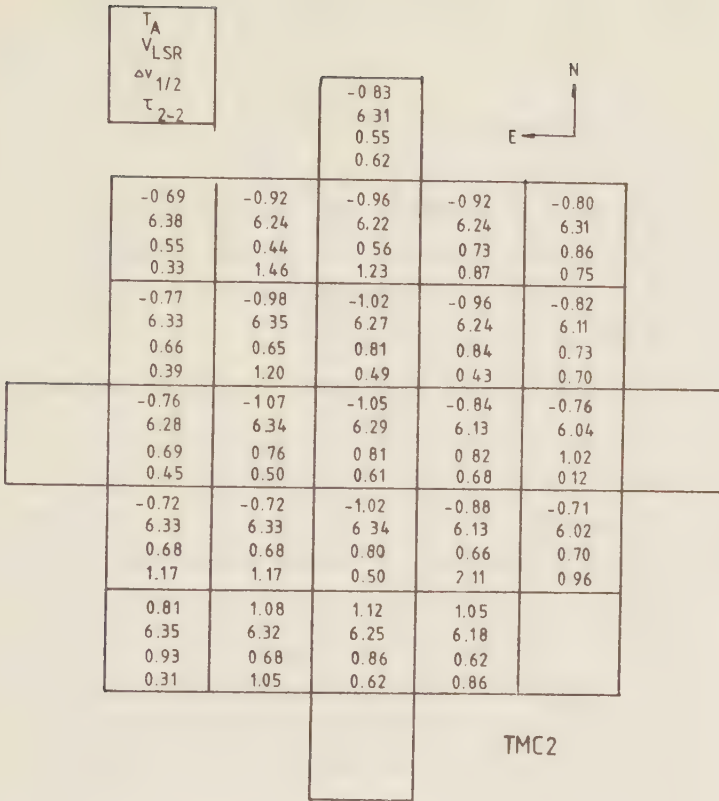


Abb.18: Die gefitteten Linienparameter der 6cm-H₂CO-Spektren sind gegen Rektaszension und Deklination aufgetragen. Norden ist oben, Osten links. Freie Felder geben die Positionen, bei denen das Rechenverfahren nicht konvergiert. Es fehlen die Spektren 1 und 2 (siehe Tab. A2).

aus der visuellen Extinktion erhält - die Ausdehnung der Molekülwolke ab, findet man einen Wert von 0.6 pc. Eine sphärische Wolke dieser Ausdehnung und der dem Modell entsprechenden, innerhalb der Wolke konstanten

Wasserstoffdichte hat eine Masse von $22 M_{\odot}$, wäre also gravitationsinstabil.

Aus Überlegungen zur Dynamik innerhalb der Wolke erhält man mit dem Virialsatz eine ähnlich große Masse für TMC2 unter der Annahme, die Linienverbreiterung sei nur durch die stochastische Bewegung der Moleküle in einer stabilen Wolke hervorgerufen. Der Anteil der thermischen Linienverbreiterung bei H_2CO ist für $T_K = 15$ K vernachlässigbar. Nimmt man ferner einen für eine isotherme Wolke realistischeren Dichteverlauf $\rho \sim r^{-2}$ an (Larson 1977), erhält man nach Rowan-Robinson (1979) eine Masse von ebenfalls $22 M_{\odot}$. Daher ist es angebracht, TMC2 als im freien Fall kollabierend anzusehen. Ist die Linienverbreiterung nur dadurch hervorgerufen, ergibt ein Dichteverlauf proportional r^{-2} die Masse $5 M_{\odot}$. Diesen Ergebnissen liegt eine Halbwertsbreite der 2-2-Komponente der 6cm- H_2CO -Linie von 0.8 km s^{-1} zugrunde.

4.2.2. L183

In L183, die identisch mit der in der Literatur zu findenden Dunkelwolke L134N ist, wurde, verglichen mit der Ausdehnung der mit der Wolke assoziierten CO-Emission (Caldwell 1979), nur ein kleiner Bereich um das Zentrum der Wolke in der 6cm-Linie gemessen. Das Maximum der H_2CO -Absorption liegt nahezu am Ort des optischen Zentrums der Dunkelwolke ($\alpha = 15^h 51^m 29^s$, $\delta = -2^\circ 45' 20''$). Die gemessene Relativgeschwindigkeit

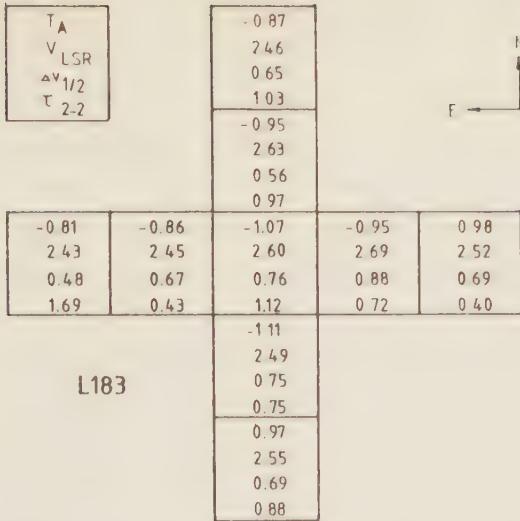


Abb. 19: Gleiche Darstellung wie Abb. 18, jedoch für L183.

von $(2.54 \pm 0.09) \text{ km s}^{-1}$ stimmt für diese Position sehr gut mit den Messungen anderer Autoren überein (siehe Caldwell und die dort zusammengefaßten Ergebnisse!).

Die mittels der LVG-Rechnungen bestimmte Dichte der spärlichen Modellwolke ist um den Faktor 2 kleiner als die von Evans et al. (1975) berechnete. Die ermittelte kinetische Temperatur $T_K = 15 \text{ K}$ ist konsistent mit der durch Caldwell (1979) bestimmten CO-Temperatur. Die Ergebnisse der Rechnungen zeigen, daß TMC2 und L183 nahezu die gleichen physikalischen Eigenschaften besitzen. Dieses Resultat ist insofern nicht Überraschend, da in beiden Wolken nahezu die gleichen komplexen Moleküle gefunden wurden, deren Auftreten offenbar an sehr

spezielle Bedingungen gebunden ist.

Mit oben gesagtem ist klar, daß auch die Jeansmasse für L183 bei etwa $5 M_{\odot}$ liegt. Nimmt man für den Durchmesser der Wolke den der optisch erkennbaren Kondensation von $17'$, erhält man unter der Annahme der Entfernung von 150 pc (Caldwell 1979) einen linearen Durchmesser von 0.7 pc. Die gleichen Überlegungen wie bei TMC2 liefern für eine Wolke im Gleichgewicht eine Masse von $25 M_{\odot}$, welche die Jeansmasse um den Faktor 5 übersteigt. Legt man eine im freien Fall kollabierende Wolke als Modell zugrunde, ergibt die Abschätzung nach Rowan-Robinson (1979) einen Wert von $6 M_{\odot}$ für L183 für eine Halbwertsbreite der 6cm-Linie von 0.76 kms^{-1} .

Der einzig signifikante Unterschied zwischen TMC2 und L183 besteht darin, daß man in der Tauruswolke und speziell nahe TMC2 Anzeichen für Sternentstehung findet, die in L183 fehlen. Dieser Unterschied könnte eine Erklärung finden in der Annahme, daß selbst die Entstehung massearmer Sterne (darauf deutet die Vielzahl von T Tauri-Sternen und das Fehlen von O- und B-Sternen im Tauruskomplex hin) durch eine äußere Einwirkung, wie Schockfronten oder Dichtewellen, hervorgerufen wird. Sternentstehung wurde demnach aufgrund der von Weaver gefundenen Schockfront getriggert, während ein ähnliches Ereignis in L183 fehlt.

5. ZUSAMMENFASSUNG

Kutners Wolke ist Teil des Taurus Dunkelwolkenkomplexes. Das Zentrum liegt bei $l^{\text{II}} = 174.0$, $b^{\text{II}} = -15.7$. Sie besteht aus den Kondensationen L1524, L1529, L1531, L1533 und L1535 des Kataloges von Lynds (1962).

In einem Feld von 3.5×1.5 wurde eine Karte von 242 HI-Spektren mit dem 100m-Teleskop des MPIfR in Effelsberg aufgenommen. Mit gleicher Auflösung wurde aus Sternzählungen auf dem roten und dem blauen Blatt einer Kopie der Palomar Observatory Sky Survey die visuelle Extinktion des Feldes ermittelt. Die Messungen ergänzen gleichartige, die Wilson und Minn (1977) sowie Sherwood und Wilson (1980) für die benachbarte Wolke Heiles 2 ($l^{\text{II}} = 174.1$, $b^{\text{II}} = -13.7$) durchführten. Ihr Ergebnis war eine sehr gute Korrelation zwischen starker HI-Selbstabsorption und visueller Extinktion und ein H_2 -zu-HI-Verhältnis von 116.

Die hier veröffentlichten Messungen zeigen, daß eine Korrelation zwischen HI-Säulendichte und visueller Extinktion in Kutners Wolke nicht existiert. Zwischen Heiles 2 und Kutners Wolke, in einem Bereich mit $A_V \leq 1.9$ mag, ist $\text{H}_2 / \text{HI} = 410 \pm 280$. In Kutners Wolke (hier gilt $3 \text{ mag} \leq A_V \leq 5 \text{ mag}$) ist östlich von $4^{\text{h}}29^{\text{m}}$

$H_2 / HI = 550 \pm 380$ und westlich davon $H_2 / HI = (1.6 \pm 1.7) \times 10^3$. Die Fehler geben die Streuung um den Mittelwert an.

Ich glaube, das Vorhandensein des kalten HI im Bereich zwischen beiden Wolken am besten erklären zu können, durch die Annahme, die dichte Dunkelwolke Heiles 2 schirme die Zwischenwolkenregion vom interstellaren Strahlungsfeld ab. Östlich von $4^h 29^m$ überlappt sich der "Schattenkegel" von Heiles 2 und Kutners Wolke, wie die stetige Variation der Selbstabsorptionsprofile von Heiles 2 zu Kutners Wolke hin andeutet. Die beste Erklärung für das große H_2 / HI -Verhältnis westlich von $4^h 29^m$ bietet ein Altersunterschied zwischen Heiles 2 und Kutners Wolke. Kutners Wolke (Alter 6×10^6 Jahre) ist älter als die typische Zeitskala für die Umwandlung von HI in H_2 für Dunkelwolken, während Heiles 2 (Alter 3×10^6 Jahre) jünger als diese Zeit ist.

Basierend auf den A_V -Bestimmungen wurde die Masse von Kutners Wolke zu $800 M_\odot$ bestimmt. Eine zylindrische Kondensation mit dieser Masse und einer Länge von 4.7 pc ist nach den Rechnungen von Ostriker (1964) gravitationsinstabil. Die HI-Beobachtungen und die optische Struktur der Wolke zeigen, daß sie aus mehreren Subkondensationen besteht, die sich in einem stabilen Zustand befinden. Die Massen dieser Aggregate liegen zwischen $6 M_\odot$ und $30 M_\odot$.

Beobachtungen der 6cm-H₂CO-Linie wurden für die Molekülwolken TMC2 ($\alpha = 4^{\text{h}}29^{\text{m}}43.3^{\text{s}}$, $\delta = 24^{\circ}18'54''$) und L183 ($\alpha = 15^{\text{h}}51^{\text{m}}29^{\text{s}}$, $\delta = -2^{\circ}43'30''$) durchgeführt. TMC2 ist mit Kutners Wolke assoziiert, während L183 eine isolierte sphärische Dunkelwolke darstellt. Die Ergebnisse dieser Messungen wurden gemeinsam mit den Resultaten der 2cm- und der 2mm-H₂CO-Linie von Evans et al. (1975) sowie Evans und Kutner (1976) dazu benutzt, die Eigenschaften einer Modellwolke durch Rechnungen für den Strahlungstransport (LVG-Rechnungen) abzuleiten. Für beide Wolken ergeben sich nahezu identische Dichten ($n(\text{H}_2 + \text{HI}) \approx 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$), Temperaturen ($T_K = 15 \text{ K}$) und ein H₂-zu-H₂CO-Verhältnis von 4×10^{-9} . Für die Molekülwolken wurde eine Masse von 5 M_☉ (TMC2) bzw. 6 M_☉ (L183) abgeleitet, wobei die Annahme zugrunde liegt, daß beide Wolken im freien Fall kollabieren.

6. ANHANG

Tabelle A1:

Die Tabelle zeigt eine Zusammenstellung der A_V - und HI-Daten der 242 Positionen in Kutners Wolke sowie die HI-Daten der Spektren aus Tabelle 2. Die Spalte (1) beinhaltet die Scan-Nummer, die Spalten (2) und (3) die Positionen α und δ bezogen auf das Äquinoktium 1950. Spalte (4) zeigt die visuelle Extinktion in Größenklassen. Die Spalten (5) und (6) geben die Relativgeschwindigkeit V_{LSR} der maximalen Einsenkung der HI-Selbstabsorptionslinie sowie deren Halbwertsbreite $\Delta v_{1/2}$ in kms^{-1} an. In Fällen, bei denen zwei Komponenten in einer Absorptionslinie erkennbar sind, wurden die beiden Relativgeschwindigkeiten, jedoch keine Halbwertsbreiten angegeben. Die Spalten (7) und (8) geben die maximale Einsenkung der Selbstabsorptionslinie T_L und die Temperatur des Hintergrundprofils T_{exp} bei deren Relativgeschwindigkeit in Antennentemperatureinheiten. Spalte (9) enthält die optische Dicke und Spalte (10) die Säulendichte $N(\text{HI})$ in 10^{18} cm^{-2} des selbstabsorbierenden HI.

(1) Scan-Nr.	(2) α (1950)	(3) δ (1950)	(4) A_V (mag)	(5) V_{LSR} (km s^{-1})	(6) $\Delta v_{1/2}$ (km s^{-1})	(7) T_L (K)	(8) T_{exp} (K)	(9) τ	(10) $N(\text{HI})$ (10^{18} cm^{-2})
3642	$4^{\text{h}}30^{\text{m}}59^{\text{s}}$	$23^{\circ}39'58''$	1.6	5.53 6.65		2.93 2.22	36.39 34.77	0.08 0.07	5.61
376	4 30 37		1.7	5.33 6.95		3.45 3.60	35.82 33.75	0.10 0.11	4.33
3643	4 30 19		1.7	5.23 6.80		1.80 2.85	35.70 34.47	0.05 0.09	3.87
400	4 29 53		1.6	6.95	2.30	3.09	33.27	0.10	3.04
3644	4 29 39		1.6	6.90	1.03	3.15	34.59	0.10	3.76
3645	4 28 59		1.6	7.00	1.96	2.25	36.21	0.06	2.82
3646	4 28 19		1.6	6.56 7.29		1.05 1.05	37.05 36.72	0.03 0.03	1.11
3647	4 27 39		2.0	-	-	-	-	-	-
3648	4 26 59		1.8	-	-	-	-	-	-
3649	4 26 19		1.6	-	-	-	-	-	-
3650	4 25 39		1.8	-	-	-	-	-	-
3651	4 24 59		1.6	-	-	-	-	-	-
3803	4 24 21		1.8	-	-	-	-	-	-
3802	4 23 41		1.8	-	-	-	-	-	-
3813	4 22 58		1.8	-	-	-	-	-	-
368	4 30 59	$23^{\circ}44'58''$	1.6	5.24 6.95		3.42 2.40	35.82 33.57	0.10 0.07	4.21
377	4 30 37		1.7	5.33 6.42		2.85 3.45	35.70 34.50	0.08 0.11	5.39

Fortsetzung von Tab. A1

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
392	$4^{\text{h}}30^{\text{m}}15^{\text{s}}$	$23^{\circ}44'58''$	1.7	5.33 7.00		2.19 4.35	34.59 33.12	0.07 0.14	3.91
401	4 29 53		1.8	7.00	2.11	4.26	33.06	0.14	5.27
416	4 29 31		1.9	7.05	1.19	5.01	32.76	0.17	5.39
423	4 29 09		1.7	5.77 7.00		2.70 4.50	35.16 24.29	0.08 0.20	7.95
3653	4 30 59	23 49 58	1.9	4.70 6.95		2.48 1.80	37.86 34.95	0.07 0.05	3.11
378	4 30 37		1.9	5.52 6.95		3.84 4.05	34.89 33.60	0.12 0.13	4.06
3654	4 30 16		1.9	4.60 6.80		3.30 4.02	34.68 33.27	0.10 0.13	5.95
402	4 29 53		2.1	6.95		2.37 5.04	33.48 32.70	0.07 0.17	6.70
3655	4 29 32		2.0	6.75	1.37	4.86	34.41	0.15	5.40
424	4 29 09		1.8	7.05	1.72	5.46	32.64	0.18	4.98
3656	4 28 48		2.0	6.95	2.40	4.05	35.13	0.12	4.76
3657	4 28 04		1.9	-	-	-	-	-	-
3658	4 27 20		2.3	-	-	-	-	-	-
3659	4 26 37		2.4	-	-	-	-	-	-
3660	4 25 53		1.9	-	-	-	-	-	-
3661	4 25 09		1.7	-	-	-	-	-	-
3662	4 24 25		2.0	-	-	-	-	-	-

Fortsetzung von Tab. A1

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
3805	$4\text{ }^{h}_{23}\text{m}_{41}\text{s}$	$23^{\circ}49'58''$	1.8	-	-	-	-	-	-
3814	4 22 58		1.6	-	-	-	-	-	-
369	4 30 59	23 54 58	2.2	5.34 6.65		3.15 3.18	35.76 34.56	0.09 0.10	6.58
379	4 30 37		2.3	4.99 6.95		3.51 3.69	34.56 33.12	0.11 0.12	7.11
393	4 30 15		2.2	4.99 6.65		4.59 5.49	34.41 33.42	0.14 0.18	10.29
403	4 29 59		2.4	4.99 6.65		2.61 5.91	33.27 33.06	0.08 0.20	7.84
417	4 29 31		2.5	6.70	2.16	5.40	33.03	0.18	6.49
425	4 29 09		2.5	6.95	2.21	5.22	32.52	0.18	6.30
3664	4 30 59	23 59 58	3.0	5.04 6.46		5.55 3.42	35.58 34.26	0.17 0.11	8.74
380	4 30 37		2.8	6.02		6.00	35.55	0.18	9.74
3665	4 30 16		2.8	4.99 6.61		3.87 3.99	34.35 33.84	0.12 0.13	6.74
404	4 29 59		2.6	6.70	2.94	5.37	32.76	0.18	8.48
3666	4 29 32		2.7	6.41	2.25	6.54	34.17	0.21	8.54
426	4 29 09		2.9	6.31	2.35	5.61	31.92	0.19	6.49
3667	4 28 48		2.9	5.04 6.26		2.16 5.55	34.23 33.66	0.07 0.18	7.00
3668	4 28 04		2.8	6.26	1.30	2.85	34.59	0.09	2.04

Fortsetzung von Tab A1

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
3669	$4\text{ }^{\text{h}}27^{\text{m}}20^{\text{s}}$	$23^{\circ}59'58''$	2.8	6.31		0.90	33.90	0.03	0.28
3670	4 26 37		2.5	6.07		1.05	34.41	0.03	0.28
3671	4 25 53		2.2	-	-	-	-	-	-
3672	4 25 09		1.8	-	-	-	-	-	-
3673	4 24 25		1.8	-	-	-	-	-	-
3806	4 23 41		1.9	-	-	-	-	-	-
3815	4 22 58		1.9	-	-	-	-	-	-
370	4 30 59	24 04 58	2.9	4.99 6.31		7.68 6.45	37.80 36.66	0.23 0.19	13.41
381	4 30 37		2.6	6.26		6.60	33.66	0.22	9.51
394	4 30 15		2.5	4.99 6.65		4.59 5.49	34.41 33.42	0.14 0.18	10.29
405	4 29 59		3.0	6.26	2.21	6.54	32.37	0.23	8.95
418	4 29 31		3.3	6.36	2.60	7.26	32.58	0.25	9.32
427	4 29 09		3.1	6.26	2.21	6.87	31.62	0.25	8.71
3675	4 30 59	24 09 58	2.2	5.04 6.90		8.70 5.10	38.19 36.51	0.26 0.15	13.07
382	4 30 37		2.3	5.82		6.60	36.90	0.20	10.40
3676	4 30 16		2.5	5.97	3.14	6.90	35.25	0.22	12.16
406	4 29 59		4.0	6.21	2.16	8.10	32.79	0.28	13.43
3677	4 29 32		3.5	6.31	1.84	8.55	32.31	0.31	10.42
428	4 29 09		3.3	6.26	1.47	7.05	29.46	0.27	7.35

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
3678	4 ^h 28 ^m 48 ^s	24 ⁰ 09' 58"	3.4	5.92	1.89	6.75	30.93	0.25	7.69
3679	4 28 04		3.4	5.97	1.18	3.39	29.25	0.12	2.49
3680	4 27 20		2.1	6.21	0.88	2.40	30.42	0.08	1.19
3681	4 26 37		2.3	-	-	-	-	-	-
3682	4 25 53		2.2	-	-	-	-	-	-
3683	4 25 09		1.6	-	-	-	-	-	-
3684	4 24 25		1.6	-	-	-	-	-	-
3807	4 23 41		1.8	-	-	-	-	-	-
3816	4 22 58		1.7	-	-	-	-	-	-
371	4 30 59	24 14 58	2.3	4.99	-	10.35	38.88	0.31	15.30
				7.00		4.95	37.02	0.14	
383	4 30 37		2.5	4.99		8.73	37.77	0.26	13.90
395	4 30 15		2.7	4.94		7.38	34.71	0.24	
				5.97		7.62	33.87	0.25	13.55
407	4 29 53		4.0	3.87		5.46	33.06	0.18	
				6.17		8.40	31.89	0.31	15.43
419	4 29 31		3.7	6.12	2.01	8.04	30.24	0.31	13.70
3686	4 30 59	24 19 58	2.3	4.99	3.19	11.40	39.30	0.34	15.58
384	4 30 37		2.8	4.94		11.40	38.07	0.36	15.15
				6.21		6.69	36.48	0.20	
3687	4 30 16		3.3	5.14	3.48	10.05	36.57	0.32	16.48
408	4 29 53		3.9	5.92	2.11	7.74	31.59	0.28	12.30

Fortsetzung von Tab. A1

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
3688	$4^h 29^m 32^s$	$24^{\circ} 19' 58''$	4.4	6.02	1.91	7.80	31.59	0.28	11.58
3689	4 28 48		4.3	5.77	1.37	6.18	28.35	0.25	7.03
3690	4 28 04		3.5	5.58	1.03	4.95	28.20	0.19	4.29
3691	4 27 20		3.2	6.41	1.08	4.50	31.35	0.15	2.86
3692	4 26 37		4.2	6.41	0.88	3.24	32.61	0.10	1.64
3693	4 25 53		2.6	6.12	0.88	2.25	33.54	0.07	1.40
3694	4 25 09		2.5	6.46	0.61	1.92	30.48	0.07	0.93
3695	4 24 25		1.9	-	-	-	-	-	-
3808	4 23 41		1.8	-	-	-	-	-	-
3817	4 22 58		2.3	-	-	-	-	-	-
372	4 30 59	24 24 58	1.9	4.94 7.24	-	12.57 4.50	38.79 36.57	0.39 0.13	18.93
385	4 30 37		2.6	4.89 6.61	-	12.09 5.49	37.38 35.52	0.39 0.17	15.43
396	4 30 15		2.9	5.24	3.14	9.45	33.81	0.33	13.93
409	4 29 53		2.4	5.38	3.09	7.11	32.61	0.25	11.84
420	4 29 31		2.7	6.02	1.54	5.58	29.88	0.21	2.60
3696	4 30 59	24 29 58	1.6	5.00	3.19	12.81	37.47	0.42	18.97
386	4 30 37		2.0	4.99	2.70	10.32	35.94	0.34	14.22
3697	4 30 16		2.2	5.24	2.94	7.92	34.80	0.26	12.32
410	4 29 53		2.0	6.17	2.94	5.61	31.68	0.19	8.40
3698	4 29 32		2.0	5.53	1.72	3.15	30.90	0.12	3.60

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
3699	$4^{\text{h}}28^{\text{m}}48^{\text{s}}$	$24^{\circ}29'58''$	3.3	5.38	1.18	4.59	28.95	0.17	4.45
3700	4 28 04		2.2	6.02		2.85	28.23	0.11	2.78
3701	4 27 20		2.4	5.97		0.87	30.54	0.03	0.67
3767	4 26 35		3.7	6.17	0.93	2.54	32.22	0.08	1.46
3768	4 25 52		4.5	6.70	0.78	2.25	33.51	0.07	0.94
3679	4 25 08		2.8	6.46	1.13	3.18	30.81	0.11	1.89
3770	4 24 24		2.9	6.61	0.88	3.84	29.04	0.14	2.49
3809	4 23 41		4.5	6.61	0.78	3.36	29.61	0.12	1.64
3818	4 22 58		3.1	6.31		0.69	32.07	0.02	0.59
373	4 30 59	$24\ 34\ 58$	1.6	4.99		10.44	35.88	0.34	15.66
				6.80		4.80	35.04	0.14	
387	4 30 37		1.7	4.89	2.35	9.00	34.59	0.30	10.76
397	4 30 15		2.0	5.24	2.50	6.30	32.67	0.21	8.43
411	4 29 53		2.2	6.12	2.01	3.36	31.38	0.11	3.45
421	4 29 31		2.3	6.12	1.81	3.15	30.57	0.11	4.93
3771	4 30 59	$24\ 39\ 58$	1.6	5.09	2.60	9.30	35.52	0.30	13.08
388	4 30 37		1.7	4.94	1.81	7.20	33.66	0.24	7.90
3772	4 30 16		2.0	5.09	2.06	3.18	33.48	0.10	3.99
412	4 29 53		2.5	6.26	1.18	3.00	31.98	0.10	1.92
3773	4 29 32		3.9	5.92	1.23	3.00	32.67	0.10	2.45
3774	4 28 48		3.2	5.36		1.35	28.92	0.05	2.44

Fortsetzung von Tab. A1

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
3775	$h_{28}^{mO_4s}$	$24^O 39' 58''$	2.2	5.48		1.95	28.89	0.07	2.66
3776	4 27 20		2.2	-	-	-	-	-	-
3777	4 26 37		2.2	-	-	-	-	-	-
3778	4 25 53		3.1	6.75		1.20	32.40	0.04	0.63
3779	4 25 09		2.5	6.51		0.69	30.36	0.02	0.36
3780	4 24 25		2.5	6.17		1.44	29.43	0.05	0.96
3810	4 23 41		2.3	6.61		1.50	29.82	0.05	0.47
374	4 30 59	$24^O 44' 58''$	1.8	4.99	2.45	8.25	33.81	0.28	12.63
389	4 30 37		1.9	4.89 6.70		5.82 2.61	31.65 33.21	0.20 0.08	6.02
398	4 30 16		1.9	4.60		1.50	30.18	0.05	1.96
413	4 29 53		2.0	6.40		1.65	33.00	0.05	0.50
422	4 29 31		3.0	5.77		2.46	30.93	0.08	1.52
3782	4 30 59	$24^O 49' 58''$	2.1	5.04	1.72	8.40	33.33	0.29	10.79
390	4 30 37		2.0	4.99 6.90		6.00 2.25	31.44 34.62	0.21 0.06	6.14
3783	4 30 16		1.8	-	-	-	-	-	-
414	4 29 53		1.6	-	-	-	-	-	-
3784	4 29 32		1.7	-	-	-	-	-	-
3785	4 28 48		1.8	-	-	-	-	-	-
3786	4 28 04		1.6	-	-	-	-	-	-
3787	4 27 20		1.9	-	-	-	-	-	-

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
3788	$4^h 26^m 37^s$	$24^{\circ} 49' 58''$	2.1	-	-	-	-	-	-
3789	4 25 53		2.4	-	-	-	-	-	-
3790	4 25 09		2.5	-	-	-	-	-	-
3791	4 24 25		1.9	-	-	-	-	-	-
375	4 30 59	24 54 58	2.2	4.99 6.95		7.86 3.24	33.00 35.49	0.27 0.09	7.85
391	4 30 37		2.1	4.99	1.15	6.90	30.81	0.25	6.04
399	4 30 15		1.8	4.99		2.88	27.99	0.11	1.85
415	4 29 53		1.7	-	-	-	-	-	-
3792	4 30 59	24 59 58	2.2	4.99	1.37	6.09	33.33	0.20	5.74
3793	4 30 16		2.0	4.94		4.44	30.24	0.16	3.22
3794	4 29 32		1.7	-	-	-	-	-	-
3795	4 28 48		1.5	-	-	-	-	-	-
3796	4 28 04		1.5	-	-	-	-	-	-
3797	4 27 20		1.5	-	-	-	-	-	-
3798	4 26 37		1.7	-	-	-	-	-	-
3799	4 25 53		1.7	-	-	-	-	-	-
3800	4 25 09		2.0	-	-	-	-	-	-
3801	4 24 25		2.0	-	-	-	-	-	-
3812	4 23 41		1.9	-	-	-	-	-	-
508	4 31 43	23 39 58	1.6	5.62	-	1.95	37.11	0.05	2.66

Fortsetzung von Tab. A1

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
509	$4^h_{31}m_{43}s$	$23^o49'58''$	2.1	-	-	-	-	-	-
510		23 59 58	2.9	5.48	1.47	3.12	35.04	0.10	2.87
511		24 09 58	1.9	4.99 6.75		6.21 3.48	37.68 36.45	0.18 0.10	9.16
512		24 19 57	1.8	5.24	3.09	10.14	39.33	0.30	14.48
513		24 29 58	1.5	5.28	3.77	10.44	40.14	0.30	16.78
514		24 39 58	1.9	5.24	3.33	9.33	36.90	0.29	16.46
515		24 49 58	1.4	5.87	3.28	7.56	35.64	0.24	13.21
516		24 59 58	1.9	5.97	3.24	5.82	37.23	0.17	9.53
517		25 09 58	2.0	5.28	1.57	2.19	35.67	0.06	2.90
518		25 19 58	1.8	5.28		1.44	35.64	0.04	1.15
520	4 32 27	23 59 58	4.1	6.02	2.01	5.04	35.34	0.15	6.48
521		24 09 58	2.0	5.58	2.84	5.19	37.47	0.15	6.70
522		24 19 58	1.9	5.53	2.60	7.02	39.36	0.20	9.41
523		24 29 58	1.6	4.16 5.87		4.83 6.75	41.16 40.80	0.12 0.18	10.46
524		24 39 58	1.7	6.41	3.19	7.68	39.06	0.22	12.62
525		24 49 58	1.4	5.63 6.65		5.55 6.24	36.54 36.53	0.16 0.19	10.50
526		24 59 58	1.8	6.56	2.75	4.80	36.96	0.14	7.05
527		25 09 58	1.9	6.56	2.55	3.66	37.98	0.10	3.84
528		25 19 58	2.0	6.21		3.00	38.07	0.08	2.76

Fortsetzung von Tab. A1

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
529	$4\text{ }^{\text{h}}_{33}{}^{\text{m}}11^{\text{s}}$	$25^{\circ}19'59''$	1.8	5.04	1.13	4.50	40.80	0.12	3.15
530		25 09 58	1.8	6.26		1.56	37.62	0.04	2.09
531		24 59 58	1.9	6.36		3.45	36.54	0.10	7.39
532		24 49 58	1.8	5.53		5.07	37.83	0.14	9.67
				6.80		4.62	37.23	0.13	
533		24 39 58	2.5	6.02	3.38	6.75	39.36	0.19	10.53
534		24 29 58	1.6	4.99	2.79	7.05	40.29	0.19	9.94
535		24 19 58	1.7	4.99	2.35	4.29	39.39	0.12	6.34
536		24 09 58	2.1	5.33	1.72	4.20	37.92	0.12	4.55
537		23 59 58	2.7	5.87	3.04	5.88	38.49	0.17	8.36
538		23 59 58	1.6	4.50		5.19	38.82	0.14	8.25
		4 33 55		5.92		3.48	38.25	0.10	10.09
539		24 09 58	2.4	4.50	2.94	6.72	40.08	0.18	7.40
540		24 19 58	1.6	4.80	3.04	5.16	38.64	0.14	9.38
541		24 29 58	1.5	4.84		5.88	38.22	0.17	13.64
				6.17		3.69	37.86	0.10	
542		24 39 58	1.9	4.70		7.05	40.06	0.19	12.92
				6.90		5.58	38.76	0.16	
543		24 49 58	1.5	6.17	3.48	6.72	37.38	0.20	11.47
544		24 59 58	2.0	6.51	3.43	6.54	38.13	0.19	9.51
545		25 09 58	2.2	5.33	2.06	6.69	38.34	0.19	8.17
546		25 19 58	2.9	5.04	1.08	7.35	38.13	0.21	4.63

Fortsetzung von Tab. A1

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
547	$4^h_{34}m_{39}^s$	$25^o19'58''$	2.8	5.19 6.26		7.83 5.37	38.95 39.21	0.22 0.15	7.80
548		25 09 58	3.6	5.33 6.95		11.28 6.72	40.08 39.72	0.33 0.19	12.28
549		24 59 58	2.0	6.61	3.43	6.36	39.09	0.18	11.74
550		24 49 58	1.6	5.33 6.80		5.25 5.58	37.83 37.05	0.15 0.16	11.12
551		24 39 58	1.9	4.70 6.80		7.05 5.61	39.39 37.56	0.20 0.16	11.89
552		24 29 58	1.7	4.94 7.05		4.95 1.92	39.15 37.62	0.14 0.05	7.34
553		24 19 58	1.5	4.80 7.39		6.21 2.88	40.83 40.77	0.17 0.07	9.46
554		24 09 58	1.9	4.01 6.65		6.39 3.18	39.87 40.83	0.17 0.08	9.98
555		23 59 58	1.7	4.60 6.36		4.14 0.90	37.83 37.35	0.12 0.02	3.55
556	4 35 23	23 59 58	1.5	3.08 7.05		2.40 1.05	38.70 40.59	0.06 0.03	2.37
557		24 09 58	1.5	3.82	2.75	5.16	39.69	0.14	6.88
558		24 19 58	1.8	4.40	2.84	8.25	41.61	0.22	9.79
559		24 29 58	1.7	4.80 7.44		6.60 2.25	40.14 38.76	0.18 0.06	8.51
560		24 39 58	1.8	4.99 7.24		7.74 4.80	41.10 37.89	0.21 0.14	10.20

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
561	$4^h 35^m 23^s$	$24^o 49' 58''$	1.8	4.99 7.44		7.65 6.30	40.35 37.71	0.21 0.18	12.31
562		24 59 58	2.4	6.46	3.68	6.90	39.24	0.19	11.76
563		25 09 58	2.7	5.43 6.31		7.50 8.73	40.98 40.28	0.20 0.24	10.64
564		25 19 58	2.6	5.24 6.46		8.28 10.71	40.41 40.23	0.23 0.31	12.52
640	4 36 07	23 59 58	1.7	2.69 3.77		3.75 4.80	40.68 42.54	0.10 0.12	5.29
641		24 09 58	1.8	3.03 7.39		3.45 1.23	41.10 45.96	0.09 0.03	4.43
642		24 19 58	2.1	4.11 6.64		5.55 3.24	43.23 44.34	0.14 0.08	7.37
643		24 29 58	1.8	5.43 7.24		5.04 2.70	43.14 42.06	0.12 0.07	6.91
644		24 39 58	1.9	4.99 6.95		6.42 5.85	43.89 41.07	0.16 0.15	10.37
645		24 49 58	2.0	4.99 7.29		9.90 8.79	45.99 42.03	0.24 0.23	16.38
646		24 59 58	2.1	4.99 6.90		9.96 9.90	44.22 41.79	0.26 0.27	17.17
647		25 09 58	2.9	5.38 6.61		8.46 10.14	42.90 41.85	0.22 0.28	13.69
648		25 19 58	3.9	5.63 6.21		12.45 12.24	41.46 41.16	0.36 0.35	16.05

Fortsetzung von Tab. A1

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
649	$4^h 36^m 51^s$	25° 19' 58"	5.1	5.72 6.75		15.60 17.40	40.83 40.47	0.48 0.56	20.64
650		25 09 58	3.1	5.19 6.75		12.39 10.50	42.81 41.34	0.34 0.29	15.47
651		24 59 58	2.4	5.19 6.96		10.35 8.49	43.56 40.38	0.27 0.24	14.46
652		24 49 58	1.9	4.99 6.70		7.56 8.40	44.04 40.95	0.19 0.23	14.30
653		24 39 58	2.1	4.99 6.85		4.95 6.96	44.28 39.84	0.12 0.19	10.13
654		24 29 58	1.8	6.46	2.60	4.44	43.35	0.11	4.58
655		24 19 58	1.8	2.64 6.46	1.23	5.70 3.45	45.45 43.26	0.13 0.08	1.45 1.74
656		24 09 58	1.8	2.54 6.95		3.81 1.05	39.93 44.19	0.10 0.02	2.91 0.39
657		23 59 58	1.8	2.74		2.85	43.05	0.07	1.90
659	4 38 29	25 14 58	-	6.66	2.59	17.85	40.77	0.58	21.90
660	4 37 01	26 17 58	-	5.29	1.13	18.00	37.08	0.66	11.41
661	4 34 39	25 09 58	-	5.09 6.46		12.00 7.20	39.84 39.24	0.36 0.20	12.97
663	4 31 43	24 39 58	-	5.48	2.49	9.60	36.30	0.31	16.64
668	4 29 42	24 18 52	-	3.67 5.87		3.60 7.80	31.11 31.17	0.12 0.29	13.79

Tabelle A2:

In der Tabelle sind die mit dem Programm "Taufit" berechneten Parameter der 6cm-H₂CO-Linien der Quelle TMC2 zusammengefaßt. Die Spalte (1) gibt die Nummer des Spektrums an. Die Spalten (2) und (3) beinhalten die Position des Spektrums relativ zum Zentrum von TMC2. Die Spalte (4) zeigt die Linientemperatur T_L in Strahlungstemperatureinheiten. Die Relativgeschwindigkeit V_{LSR} und die Halbwertsbreite $\Delta v_{1/2}$ der 2-2-Komponente sind in den Spalten (6) und (7) dargestellt. Spalt (8) enthält die optische Dicke der 2-2-Komponente. In Spalte (9) ist die Säulendichte der H₂CO-Moleküle des 1_{11} -Niveaus angegeben. Sie wurde unter der Voraussetzung konstanter Anregungstemperatur des 1_{11} - 1_{10} -Überganges berechnet.

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
Scan-Nr.	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	t_{int}	T_L	V_{LSR}	$\Delta v_{1/2}$	2-2	N_1
	(')	(')	(Min)	(K)	(kms^{-1})	(kms^{-1})		(10^{12} cm^{-2})
1	+3.0	+6.0	15	keine Konvergenz				
2	-3.0	+6.0	15	keine Konvergenz				
3	0.0	+4.5	15	-0.83	6.30	0.55	0.62	
4	+3.0	+3.0	30	-0.69	6.38	0.55	0.33	9.1
5	+1.5	+3.0	30	-0.92	6.24	0.44	1.46	37.9
6	0.0	+3.0	30	-0.96	6.22	0.56	1.23	38.6
7	-1.5	+3.0	30	-0.92	6.24	0.73	0.87	34.2
8	-3.0	+3.0	30	-0.80	6.31	0.86	0.75	32.1
9	+3.0	+1.5	30	-0.77	6.33	0.66	0.39	13.6
10	+1.5	+1.5	30	-0.98	6.35	0.65	1.20	43.8
11	0.0	+1.5	30	-1.02	6.27	0.81	0.49	19.2
12	-1.5	+1.5	30	-0.96	6.24	0.84	0.43	16.6
13	-3.0	+1.5	30	-0.82	6.11	0.74	0.70	27.0
14	+4.5	0.0	15	keine Konvergenz				
15	+3.0	0.0	30	-0.76	6.28	0.69	0.45	15.8
16	+1.5	0.0	30	-1.07	6.34	0.76	0.50	18.8
17	0.0	0.0	240	-1.05	6.29	0.81	0.61	24.9
18	-1.5	0.0	30	-0.84	6.13	0.82	0.68	29.2

Fortsetzung von Tab. A2

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
19	-3.0	0.0	30	-0.76	6.04	1.02	0.12	5.12
20	-4.5	0.0	15	keine Konvergenz				
21	+3.0	-1.5	30	-0.72	6.33	0.68	1.17	45.4
22	+1.5	-1.5	30	-0.72	6.33	0.68	1.17	45.4
23	0.0	-1.5	30	-1.02	6.34	0.80	0.50	19.0
24	-1.5	-1.5	30	-0.88	6.13	0.66	2.11	82.5
25	-3.0	-1.5	30	-0.71	6.02	0.70	0.96	32.6
26	+3.0	-3.0	30	-0.81	6.35	0.93	0.31	14.3
27	+1.5	-3.0	30	-1.03	6.32	0.68	1.05	38.5
28	0.0	-3.0	30	-1.12	6.25	0.86	0.32	13.4
29	-1.5	-3.0	30	-1.05	6.18	0.62	0.86	29.7
30	-3.0	-3.0	30	keine Konvergenz				
31	0.0	-4.5	15	keine Konvergenz				

Tabelle A3: Parameter der H_2CO -Linien in L183. Bezeichnung wie Tab. A2

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
Scan-Nr.	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	t_{int}	T_{L}	V_{LSR}	$\Delta v_{1/2}$	2-2	N_1
	(')	(')	(Min)	(K)	(kms^{-1})	(kms^{-1})		(10^{12} cm^{-2})
1	0.0	+3.0	15	-0.87	2.46	0.65	1.03	31.7
2	0.0	+1.5	15	-0.95	2.63	0.59	0.97	31.1
3	0.0	-1.5	30	-1.11	2.49	0.75	0.75	30.2
4	0.0	-3.0	30	-0.97	2.55	0.69	0.88	33.0
5	+3.0	0.0	30	-0.81	2.43	0.48	1.69	47.3
6	+1.5	0.0	30	-0.86	2.45	0.67	0.43	14.1
7	-1.5	0.0	30	-0.95	2.69	0.88	0.72	32.1
8	-3.0	0.0	30	-0.98	2.52	0.61	0.40	13.8
9	0.0	0.0	285	-1.07	2.60	0.76	1.12	61.7

7. LITERATUR

- Allen, M., Robinson, G.W.: 1976, *Astrophys. J.* 207, 745.
- Baars, J.W.M., Genzel, R., Pauling-Toth, I.I.K.,
Witzel, A.: 1977, *Astron. Astrophys.* 61, 99.
- Barnard, E.E.: 1927, "Atlas of Selected Regions of
Milky Way", ed. E.B. Frost und M.M. Calvert
Carnegie Institute of Washington, Washington.
- Bernes, C.: 1977, *Astron. Astrophys. Suppl.* 29, 64.
- Bless, R.C., Savage, B.D.: 1972, *Astrophys. J.* 171, 293.
- Bohlin, R.C., Savage, B.D., Drake, J.F.: 1978,
Astrophys. J. 224, 132.
- Bok, B.J.: 1932, *Havard Obs. Circular Nr.* 371.
- Bok, B.J.: 1956, *Astron. J.* 61, 309.
- Bok, B.J., Cordwell, C.S., Cromwell, R.H.: 1971,
"Dark Nebulae, Globule, and Protostars",
ed. B.T Lynds, The University of Arizona
Press, Tucson, S. 33.
- Bok, B.J., Cordwell, C.S.: 1973 in "Molecules in the
Galactic Environment", ed. M.A. Gordon und
L.E. Snyder, J. Wiley, New York, S. 53.
- Broten, N.W., Oka, T., Avery, L.W., MacLeod, J.M.,
Kroto, H.W.: 1978, *Astrophys. J.* 223, L105.
- Caldwell, J.A.R.: 1979, *Astron. Astrophys.* 71, 255.
- Churchwell, E., Winnewisser, G., Walmsley, C.M.: 1978,
Astron. Astrophys. 67, 139.
- Clavel, J., Viala, Y.P., Bel, N.: 1978, *Astron.*
Astrophys. 65, 435.
- DeJong, T., Chu, S.I., Dalgarno, A.: 1975, *Astrophys.*
J. 199, 69.
- Dickman, R.L.: 1978, *Astron. J.* 83, 363.
- Downes, D., Wilson, T.L., Bieging, J.: 1976, *Astron.*
Astrophys. 52, 321.

- Elias, J.H.: 1978, *Astrophys. J.* 224, 857.
- Evans II, N.J., Zuckerman, B., Morris, G., Sato, T.:
1975, *Astrophys. J.* 196, 433.
- Evans II, N.J., Kutner, M.L.: 1976, *Astrophys. J.* 204,
L131.
- Garrison, B.J., Lester, W.A., Miller, W.H., Green,
S.: 1975, *Astrophys. J.* 200, L175.
- Gottlieb, D.M., Upson, W.L.: 1969, *Astrophys. J.* 157.
611.
- Green, S., Garrison, B.J., Lester, W.A., Miller, W.H.:
1978, *Astrophys. J. Suppl.* 37, 321-
- Greenstein, J.L.: 1937, *Ann. Harvard Obs.* 105, 359.
- Hänsch, T.W., Schawlow, A.L., Series, G.W.: 1979,
Sci. American 240, 72.
- Heiles, C.: 1973 in "Molecules in the Galactic Environ-
ment", ed. M.A. Gordon und L.E. Snyder,
J. Wiley, New York, S. 194
- Herbig, G.H., Rao, U.K.: 1972, *Astrophys. J.* 174, 401.
- Heeschen, D.S.: 1954, *Astrophys. J.* 121, 569.
- Ho, P.T.P., Martin, R.N., Myers, P.C. Barrett, A.H.:
1977, *Astrophys. J.* 215, L29
- Hollenbach, D.J., Werner, M.W., Salpeter, E.E.: 1971,
Astrophys. J. 163, 165.
- Jenkins, E.B., Savage, B.D.: 1974, *Astrophys. J.* 187,
243.
- Kalberla, P.: 1978, *Mitt. Astron. Ges.* 43, 230.
- Kap Herr, A. von: 1976, *Technischer Bericht Nr. 40*,
MPIfR Bonn.
- Knapp, G.R.: 1974, *Astron. J.* 79, 527.
- Kroto, H.W., Kirby, C., Walton, D.R.M., Avery, L.W.,
Brotten, N.N., MacLeod, J.M., Oka, T.: 1978,
Astrophys. J. 219, L133.
- Kuhi, L.V., Cohen, M.: 1979, *Astrophys. J. Suppl.* 41,
743.

- Kutner, M.L.: 1973 in "Molecules in the Galactic Environment", ed. M.A. Gordon und L.E. Snyder, J.Wiley, New York, S. 199.
- Larson, R.B.: 1973, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 11, 219.
- Larson, R.B.: 1979 in "Star Formation", IAU Symp Nr. 75, ed. T. de Jong und A. Maeder, Reidel, Dordrecht, S. 249.
- Little, L.T., McDonald, G.H., Riley, P.W., Matheson, D.N.: 1978, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 183, 45P.
- Lynds, B.T.: 1962, Astrophys. J. Suppl. 7, 1.
- Mattila, K.: 1979, Astron. Astrophys. 78, 264.
- McCuskey, S.W.: 1939, Astrophys. J. 89, 568.
- McCutcheon, W.H., Shuter, W.L.H., Booth, R.S.: 1978, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 185, 755.
- Minkowski, R.L., Abell, G.O.: 1963, Stars and Stellar Systems 3, 481.
- Ostriker, J.: 1964, Astrophys. J. 140, 1056.
- Racine, R.: 1968, Astron. J. 73, 233.
- Reif, K., Booth, R., Mebold, U., Winnberg, A.: 1978, Astron. Astrophys. 70, 271.
- Rhijn, P.J. van: 1929, Groningen Publ. 43.
- Rössinger, S.: 1971, Astron. Nachrichten 293, 211.
- Rowan-Robinson, M.: 1979, Astrophys. J. 234, 111.
- Savage, B.D., Mathis, J.S.: 1979, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 17, 73.
- Seares, F.H.: 1925, Astrophys. J. 61, 114.
- Sherwood, W.A., Wilson, T.L.: 1980, Astron. Astrophys. eingereicht.
- Shu, F.H.: 1974 in "Interstellar Dust and Related Topics", IAU Symp. 52, ed. J.M. Greenberg und H.C. Van De Hulst, Reidel, Dordrecht, S.257.

- Spitzer, L.: 1978, "Physical Processes in the Interstellar Medium", Wiley Interscience Publication, John Wiley & Sons, New York.
- Townes, C.H., Cheung, A.C.: 1969, *Astrophys. J.* 157, L103.
- Tucker, K.D., Tomasevich, G.R., Thaddeus, P.: 1971, *Astrophys. J.* 169, 429.
- Turner, H.H.: 1893, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 54, 11.
- Verschuur, G.L.: 1974 in "Galactic and Extragalactic Radioastronomy", ed. G.L. Verschuur und K.I. Kellermann, Springer, New York.
- Walmsley, C.M., Winnewisser, G., Toelle, F.: 1980, *Astron. Astrophys.* 81, 245.
- Watson, W.D.: 1972, *Astrophys. J.* 176, 103.
- Wilson, T.L., Minn, Y.K.: 1977, *Astron. Astrophys.* 54, 933.
- Wootten, A., Evans II, N.J., Snell, R., Vanden Bout, P.: 1978, *Astrophys. J.* 225, L143.

LEBENS LAUF

Geburtsdatum: 03. Mai 1950

Geburtsort: 8600 Münchberg, Kreis Hof, Bayern

Eltern: Erhard Batrla, Maurermeister
Ilse Batrla, geb. Popp

Familienstand: Verheiratet mit Gabriele Batrla,
geb. Kaniuth seit 1977.
1 Kind, Clemens, geboren 1979

Schulbildung: September 1956 bis Juli 1960
Volksschule Münchberg (Kreuzberg-
schule)

September 1960 bis Mai 1969
Gymnasium Münchberg
Abitur im Mai 1969

Wehrdienst: Oktober 1969 bis September 1971
Soldat auf Zeit

Studium: WS 1971/72 bis SS 1977 Studium der
Physik an der Friedrich-Alexander-
Universität Erlangen-Nürnberg
Diplom-Hauptprüfung am 18.07.1977

Stellungen: Juli 1977 bis Februar 1979 unbezahlter
Doktorand an der Dr.-Remeis-Sternwarte
Bamberg

Seit Februar 1979 Wissenschaftlicher
Mitarbeiter bei Prof. Dr. J. Rahe
(1/2 DFG-Stelle), Dr.-Remeis-Stern-
warte Bamberg

Bamberg, den 10. Mai 1980

